

SÉRIE A, N° 824

N° D'ORDRE :

1620.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. B.-L. BOUCHET,

Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES DÉFORMATIONS
ÉLECTRIQUES DES DIÉLECTRIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 novembre 1919, devant la Commission d'Examen.

MM. LE CHATELIER,	<i>Président.</i>
A. LEDUC,	} <i>Examineurs.</i>
A. COTTON,	

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

—
1919

SÉRIE A, N° 824
N° D'ORDRE :
1620.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. B.-L. BOUCHET,

Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LES DÉFORMATIONS
ÉLECTRIQUES DES DIÉLECTRIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 novembre 1919, devant la Commission d'Examen.



MM. LE CHATELIER,	<i>Président.</i>
A. LEDUC,	} <i>Examineurs.</i>
A. COTTON,	

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1919

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

MM.

Doyen..... P. APPELL, Professeur. Mécanique analytique et Mécanique céleste.

Professeurs honoraires. P. PUISEUX, Ch. VÉLAIN.

	LIPPMANN.....	Physique.
	BOUTY.....	Physique.
	BOUSSINESQ.....	Physique mathém. et Calcul des probabilités.
	PICARD.....	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
	Y. DELAGE.....	Zoologie, Anatomie, Physiologie comparée.
	GASTON BONNIER.....	Botanique.
	KENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	GOURSAT.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	HALLER.....	Chimie organique.
	JOANNIS.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
	JANET.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique rationnelle.
	HAUG.....	Géologie.
	HOUSSAY.....	Zoologie.
	H. LE CHATELIER.....	Chimie.
Professeurs	GABRIEL BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale.
	CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
	C. CHABRIE.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie.
	ÉMILE BOREL.....	Théorie des fonctions.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	G. PRUVOT.....	Zoologie, Anatomie, Physiologie comparée.
	MATRUCHOT.....	Botanique.
	ABRAHAM.....	Physique.
	CARTAN.....	Calcul différentiel et Calcul intégral.
	CL. GUICHARD.....	Géométrie supérieure.
	MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	LEBESGUE.....	Application de l'Analyse à la Géométrie.
	LAPICQUE.....	Physiologie.
	GENTIL.....	Géographie physique.
	N.....	Histologie.
	N.....	Mathématiques générales.
	LEDUC.....	Physique.
	MICHEL.....	Minéralogie.
Professeurs adjoints	HÉROUARD.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND.....	Géologie.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	COTTON.....	Physique.
	LESPIEAU.....	Chimie.
	SAGNAC.....	Physique (Enseignement P. C. N.).
	PEREZ.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés).

Secrétaire..... D. TOMBECK.

A

MONSIEUR E. BOUTY,

MEMBRE DE L'INSTITUT.

A

MONSIEUR A. LEDUC.

Très respectueux hommage.

A LA
MÉMOIRE DE BERNARD BRUNHES.

PREMIÈRE THÈSE.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES

SUR LES

DÉFORMATIONS ÉLECTRIQUES

DES DIÉLECTRIQUES

HISTORIQUE.

Aux paragraphes 1297 et 1298 de son Ouvrage : *Experimental Researches in Electricity* (1839), Faraday résume ses idées sur l'induction électrostatique dans les termes suivants :

§ 1297. « On peut concevoir la force directrice d'induction comme s'exerçant suivant des lignes comprises et limitées par les deux surfaces conductrices électrisées et accompagnées d'une force latérale ou transversale, dont l'effet revient à écarter ou à repousser ces *lignes représentatives*. »

§ 1298. « L'induction paraît être un certain état de polarisation des molécules, dans lequel elles *sont jetées* par l'action du corps électrisé; les molécules ont alors des points ou des parties positives ou négatives qui s'orientent symétriquement les unes par rapport aux autres et par rapport aux surfaces ou aux molécules inductrices. Cet état doit être un état de *contrainte*... »

La lecture de ces deux paragraphes eût pu suggérer à tout expérimentateur non prévenu l'idée d'entreprendre quelques expériences, en vue de rechercher si les *lignes de force* imaginées par le génie de Faraday ont une existence réelle, leur répulsion pouvant entraîner une déformation de la matière. Dès lors, il est surprenant que la découverte de Fontana ⁽¹⁾ sur les variations de volume intérieur d'une bouteille de Leyde chargée, fait retrouvé ensuite par Govi ⁽¹⁾ très longtemps après la publication des Mémoires de Faraday, ait été purement accidentelle. Il est possible toutefois que Jamin, inspirant Duter dans la réalisation de son expérience de la double bouteille, ait été guidé par les idées de Faraday. On peut faire la même remarque relativement à M. Righi qui, le premier, observa l'allongement d'une bouteille de Leyde cylindrique, sous l'influence de la charge.

Les physiiciens contemporains de ces premières recherches, à part M. Quincke, se désintéressent complètement de cette découverte; cela tient peut-être à ce que, à cette époque, la Physique est dominée par les idées de Maxwell; la grande question de l'analogie entre la lumière et l'électricité préoccupe les chercheurs, beaucoup de travaux sont entrepris pour la vérification de la fameuse relation entre la constante diélectrique et l'indice de réfraction, entre la vitesse de la lumière et le rapport des unités électriques base de la théorie électromagnétique de la lumière.

A ces raisons, d'ordre didactique, viennent s'en ajouter d'autres; il est permis de supposer que les chercheurs n'aient pas été tentés de se livrer à ce genre de travaux, à cause des difficultés d'ordre expérimental et qu'ils aient été déconcertés par les travaux de M. Quincke, lequel n'avait pu donner une interprétation satisfaisante des résultats de ses expériences sur le verre.

⁽¹⁾ Voir la bibliographie à la fin de ce Mémoire.

**Situation du problème expérimental
sur les déformations électriques des isolants.**

(Résultats acquis à la suite des recherches sur cette question.)

LIQUIDES ET GAZ.

Les corps solides, le verre en particulier, ont donné lieu à presque tous les travaux relatifs à l'action de l'électricité sur la matière. Il existe en effet peu de recherches sur les liquides et les gaz, et, pour ces derniers, les observations sont purement qualitatives.

Pour les gaz, la contraction électrique calculée d'après les raisonnements de M. Lippmann ⁽¹⁾ est extrêmement petite, néanmoins M. Quincke put observer une contraction de CO²; avec l'air, malgré la grande sensibilité de son appareil, il n'observa aucun effet.

Les recherches sur les variations de volume des isolants liquides sont aussi peu nombreuses et les résultats contradictoires. M. Quincke ⁽²⁾ obtenait des dilatations pour le sulfure de carbone, l'essence de térébenthine, etc., et des contractions pour l'huile d'olive et l'huile de colza, tandis que M. Röntgen ⁽³⁾ observait des dilatations sur tous les liquides, même sur l'huile de colza. D'après cet auteur, ces dilatations sont le fait d'actions thermiques, c'est aussi l'avis de M. Emilio Oddonè ⁽⁴⁾ qui, dans ses expériences, voit les dilatations décroître de plus en plus jusqu'à devenir presque insensibles par suite de la purification des liquides. Plus récemment, M. Giurgea ⁽⁵⁾ a observé sur le pétrole des dilatations croissantes avec le champ;

(1) *Ann. de Phys. et de Chim.*, 5^e série, t. XXIV, 1881.

(2) *Ann. der Phys.*, 1880.

(3) *Ann. der Phys.*, 1880.

(4) *Rendiconti della Acad. dei Lincei*, 1890.

(5) GIURGEA, *Thèse*, Paris, 1912.

pour l'huile de colza, il n'a pu déceler la contraction obtenue par M. Quincke.

Ce champ de recherches, à peine exploré, devrait attirer l'attention des physiciens, car l'étude systématique de cet effet pourrait apporter une heureuse contribution à la théorie de l'*électrostriction*.

SOLIDES.

A. Loi de proportionnalité entre les déformations et les carrés des différences de potentiel. — Toutes les recherches, concernant les corps solides, peuvent se ramener aux deux types suivants :

a. Les condensateurs sphériques ou cylindriques, en verre, surmontés d'un tube capillaire, sont remplis de liquide (eau); les expérimentateurs observent les dénivellations des liquides provoquées par la charge ou la décharge.

b. Ou bien, ils mesurent les variations de longueur causées par la charge, de condensateurs cylindriques, c'est-à-dire les déformations normales aux lignes de force du champ ⁽¹⁾. Pour les deux groupes de travaux, la loi ci-dessus est vérifiée par tous les auteurs, mais quelquefois avec des écarts énormes atteignant jusqu'à 50 pour 100. Si la vérification n'est pas meilleure, cela tient à diverses causes :

1^o Emploi de potentiels très élevés produisant des effets secondaires, en particulier des actions calorifiques, dont la superposition à la déformation électrique en complique l'étude.

2^o Les potentiels sont mal connus, leur mesure par les distances explosives est très défectueuse.

⁽¹⁾ Par la suite, j'appellerai constamment *effet transversal* la déformation qui se manifeste dans une direction normale au champ.

3° La technique est le plus souvent inexistante; la charge et la décharge des condensateurs s'effectuent dans des conditions différentes; ce qui est plus grave, il n'est tenu aucun compte de la durée de la charge.

4° Pour observer des effets très petits, surtout avec le verre, malgré l'emploi de champs énormes, les physiciens en sont réduits à faire usage de capillaires très fins; les mesures en sont par suite plus ou moins faussées par les actions capillaires.

L'étude de l'*effet trasversal* a donné lieu à deux catégories de travaux, suivant que les armatures adhèrent à l'isolant ou qu'elles en sont séparées par un diélectrique fluide.

1° M. Righi ⁽¹⁾, M. Quincke ⁽²⁾, M. Cantone ⁽³⁾, opérant avec des armatures se déformant avec l'isolant, vérifient la loi du carré des voltages; M. More ⁽⁴⁾ et M. Scheerer ⁽⁵⁾ enregistrent sur le verre des dilatations irrégulières; d'après ces physiciens, l'effet observé par eux et leurs précurseurs serait entièrement dû à des causes secondaires : actions thermiques, non-uniformité de champ, etc.

L'insuccès de M. More, dans ses très nombreuses expériences, tient en partie à l'instabilité de son système optique amplifiant les allongements.

D'après l'auteur, son appareil était « *très sensible aux courants d'air et aux trépidations du voisinage* ».

Malgré les divergences, on peut considérer la loi comme probable.

2° Dans le cas beaucoup plus difficile où les armatures sont indépendantes de l'isolant, cas de quelques expé-

(1) *Mém. di Bologna*, t. X, 1879. Pour les détails, se reporter à la Thèse de M. Sacerdote; Paris, 1899.

(2) *Wied. Ann.*, t. X, 1880.

(3) *Rendiconti della Ac. dei Lincei*, t. IV, 1888.

(4) *Phil. Mag.*, 1901, 1903, 1905.

(5) *Physical Review*, 1902.

riences de M. More et de M. Ercolini ⁽¹⁾, non seulement aucune loi n'a pu être formulée, mais il n'est pas possible de déduire des expériences de ces physiciens le sens de la déformation.

J'ai examiné ⁽²⁾ systématiquement les causes d'erreurs pouvant provenir de petits défauts d'installation inhérents à ce genre de recherches.

B. Loi du carré du champ : *Toute déformation du diélectrique est proportionnelle au carré du potentiel et à l'inverse du carré de l'épaisseur.* — Les premières recherches sur ce point datent de Dutet ⁽³⁾, lequel énonce la loi de l'inverse de l'épaisseur; M. Righi ⁽⁴⁾, étudiant l'effet transversal, obtient la même loi; mais quelques années plus tard, après des expériences nombreuses et variées, M. Quincke ⁽⁵⁾ montre que les déformations obéissent à la loi de l'inverse du carré de l'épaisseur; ce résultat est ensuite confirmé par M. Cantone ⁽⁶⁾, M. Ercolini ⁽⁷⁾ sur le verre et par MM. Kortweg et Julius ⁽⁸⁾ sur le caoutchouc.

La loi de Quincke a toujours été vérifiée avec peu de précision: les écarts à la loi pour les meilleures déterminations sont de 15 pour 100, il est d'ailleurs presque impossible d'en avoir une vérification rigoureuse. Outre les difficultés mentionnées d'autre part, d'autres proviennent: 1^o de l'impossibilité matérielle de se procurer des ballons ou des tubes de forme et d'épaisseur régulières; 2^o de l'impossibilité d'avoir plusieurs tubes de propriétés physiques

⁽¹⁾ *Il nuovo Cimento*, 1901.

⁽²⁾ *Journ. de Phys.*, 1909.

⁽³⁾ *C. R. Acad. Sc.*, 1878, 1879.

⁽⁴⁾ *Loc. cit.*

⁽⁵⁾ *Wied. Ann.*, 1880, 1883.

⁽⁶⁾ *Loc. cit.*

⁽⁷⁾ *Il nuovo Cimento*, 1902.

⁽⁸⁾ *Wied. Ann.*, 1881.

identiques : constantes diélectriques, modules d'Young, coefficient de Poisson. En particulier, la trempe peut avoir une influence différente sur les tubes minces et sur les tubes épais. Il n'y a donc pas lieu d'être surpris si l'on constate parfois de gros écarts entre les résultats des expériences et la loi de l'inverse du carré de l'épaisseur.

De simples considérations permettent de prévoir quelle est des deux lois, relatives à l'épaisseur, celle qui doit être vraie : si la déformation dépend du champ, ce qui est vraisemblable, la loi du carré de potentiel entraîne forcément celle de l'inverse du carré de l'épaisseur.

C. Toutes les expériences révèlent une dilatation du verre dans une direction normale au champ; mais on n'a aucun renseignement sur ce qui se passe le long des lignes de force.

M. More ⁽¹⁾ a cependant fait quelques essais dans ce sens. En étudiant la déformation de plaques isolantes (mélange de gomme laque, résine, essence de térébenthine), il n'a constaté ni contraction, ni dilatation sous l'action du champ.

D. Causes du phénomène. — Si les lois des déformations électriques déduites des travaux de M. Quincke, de M. Cantone, etc. sur le verre sont probables, il reste à interpréter et à calculer, avec le minimum d'hypothèses, les effets décelés par leurs expériences.

QUINCKE. — M. Quincke est le premier physicien qui se soit préoccupé de ce côté de la question. Il calcule l'effet des pressions électrostatiques, dans le cas du condensateur cylindrique terminé par des calottes hémisphériques, en employant une formule d'élasticité de Lamé qui suppose uniformes les pressions intérieure et extérieure du cy-

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, 1905.

lindre, ce qui n'est pas exact, car, comme l'a fait remarquer M. Sacerdote ⁽¹⁾, les pressions électrostatiques p_1 et p_2 sur les faces latérales du cylindre sont différentes des pressions électrostatiques p'_1 et p'_2 sur les calottes sphériques; les variations de volume ainsi calculées sont supérieures à celles fournies par l'expérience. J'ai refait le calcul, en tenant compte de la critique de M. Sacerdote, la divergence subsiste dans le même sens.

Au point de vue expérimental, les mesures de M. Quincke ne paraissent pas irréprochables :

1° Les lois du phénomène sont souvent grossièrement établies, les écarts atteignent parfois 50 pour 100.

2° *Module d'élasticité.* — Pour la détermination de ce module, M. Quincke procédait ainsi : les tubes cylindriques surmontés de tubes capillaires sont remplis d'eau jusqu'à une hauteur *convenable*, l'extrémité du tube capillaire est ensuite reliée à une trompe; de la sorte, la pression décroît à l'intérieur du cylindre, sans variation de pression extérieure, le ménisque s'élève de n divisions, ce qui correspond à une variation de volume Δv , corrélative d'une diminution de pression interne Δp . Ce mode opératoire est défectueux : le vide fait au-dessus du ménisque accélère l'évaporation du liquide, par suite les Δv observées peuvent être trop faibles, d'où une cause d'erreur sur les modules. Les résultats fournis par le tube n° 56 ⁽²⁾ sont particulièrement suggestifs à cet égard : M. Quincke trouve avec ce cylindre, et systématiquement, des variations de volume relatives d'autant plus petites que les variations de pression sont plus grandes; les écarts atteignent jusqu'à 20 pour 100.

⁽¹⁾ *Thèse math.*, Paris, 1899.

⁽²⁾ *Wied. Ann.*, t. XIX, 1883, p. 552.

3^o *Mesure des pouvoirs inducteurs spécifiques.* — M. Quincke charge successivement au même potentiel un condensateur plan de Kohlrausch et un de ses condensateurs (n^o 17), il les décharge ensuite séparément à travers un balistique; du rapport des impulsions, M. Kuincke en déduit la capacité de son condensateur. C'est cette capacité qui sert d'étalon pour la détermination de toutes les autres par la même méthode.

L'emploi du condensateur en verre comme étalon présente de graves inconvénients; à cause des charges résiduelles, cette capacité n'est pas définie. Aussi les résultats obtenus sont peu satisfaisants, les pouvoirs inducteurs du flint-glass ont varié entre 3,64 et 7,05.

CANTONE. — Entre les expériences de M. Quincke (1880-1883) et celles de M. Cantone ⁽¹⁾ (1888), MM. Lorange ⁽²⁾ et Kirchhoff ⁽³⁾ publient leurs travaux théoriques.

Pour ces physiciens, un élément de surface pris à l'intérieur d'un diélectrique polarisé est soumis à une traction

$$\frac{k + \chi_1}{8\pi} H^2,$$

s'il est normal aux lignes de force; à une pression

$$\frac{k - \chi_2}{8\pi} H^2,$$

s'il est parallèle au champ. Ces tensions et pressions sont celles de Maxwell complétées par les coefficients χ_1 et χ_2 . Avant eux, M. Kortweg ⁽⁴⁾ avait introduit la notion de la variation de la constante diélectrique et défini χ_1 et χ_2 en posant :

$$\delta_1 k = \chi_1 \alpha, \quad \delta_2 k = \chi_2 \alpha,$$

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

⁽²⁾ *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884.

⁽³⁾ *Ibid.*, t. XXIV, 1885.

⁽⁴⁾ *Ibid.*, 1880.

α étant une compression relative dans la direction des lignes de force ou dans une direction normale, $\delta_1 k$ et $\delta_2 k$ les variations correspondantes de la constante diélectrique.

Le travail expérimental de M. Cantone a pu être entrepris en vue de contrôler les idées nouvelles émises par les physiciens allemands. M. Cantone opère comme M. Quincke sur des condensateurs cylindriques en verre terminés par des calottes sphériques. La détermination des déformations électriques et la mesure des potentiels s'effectuaient comme dans les recherches de M. Quincke. Le physicien italien vérifie mieux la loi des voltages; ses mesures concernant les paramètres élastiques sont meilleures que celles de M. Quincke, car il détermine, pour chacun de ses tubes, le coefficient de Poisson, tandis que M. Quincke prend ce coefficient arbitrairement et uniformément égal à $\frac{1}{4}$.

Pouvoirs inducteurs spécifiques. — Les capacités c des condensateurs sont comparées à celle c' d'un condensateur à air, de dimensions connues (sans anneau de garde). La comparaison se fait de la façon suivante : Un commutateur établit, pendant une seconde, la communication de c avec les pôles d'une pile, puis relie c , c' et l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est au sol et l'aiguille chargée à un potentiel élevé; on lit une déviation α . Une deuxième opération identique, en chargeant d'abord le condensateur c' , donne une nouvelle déviation α' ; on a

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\frac{c}{c+c'}}{\frac{c'}{c+c'}} = \frac{c}{c'},$$

d'où le pouvoir inducteur spécifique calculé d'après les dimensions du condensateur.

Ce procédé de mesure ne doit pas donner de bons résultats :

a. Il peut y avoir incertitude sur la valeur de la capacité de comparaison : 1^o à cause de l'influence des bords de cette capacité; 2^o les cales en *ébonite*, séparant les armatures du condensateur à air, sont peut-être insuffisantes pour assurer un bon isolement.

b. Comme l'appareil de mesure n'est pas apériodique, il doit s'écouler un temps appréciable avant que l'aiguille de l'électromètre ne se fixe; dès lors, si les condensateurs fuient, les déviations doivent être trop faibles.

c. Les durées de la charge et de la décharge ne sont pas précisées.

Pour ces raisons, les résultats obtenus par M. Cantone peuvent être entachés d'erreurs.

En effectuant le même calcul que celui fait à propos des expériences de M. Quincke, pour trois des cavités cylindriques sur lesquelles M. Cantone a expérimenté, on trouve des variations de volume toujours inférieures à celles observées, contrairement à ce qui a lieu pour les cylindres de M. Quincke.

Mais il suffirait de prendre comme constantes diélectriques, des trois tubes examinés, les valeurs respectives : 8,7; 8,0; 8,5, au lieu de 6,1; 6,4; 5,46, données par l'auteur, pour que l'accord soit satisfaisant.

CANTONE et SOZZANI (1). — En 1900, MM. Cantone et Sozzani entreprennent de nouvelles recherches sur ce sujet. A cette époque paraît la thèse de M. Sacerdote (2). D'après la théorie de M. Sacerdote, les variations unitaires

(1) *C. R. del Istituto Lombardo*, 2^e série, vol. XIII; *Il nuovo Cim.*, 4^e série, t. XII, 1900.

(2) *Loc. cit.*

de volume intérieur $\frac{\Delta U_0}{U_0}$ et extérieur $\frac{\Delta U_1}{U_1}$ d'un cylindre isolant, sous l'action d'un champ électrostatique, sont données par les expressions

$$\frac{\Delta U_0}{U_0} = \left\{ 3 \left(\frac{1}{E} + k_1 \right) + \frac{e}{R_0} \left[\frac{2(1+\mu)}{E} + k_1 - k_2 \right] \right\} \times \frac{KV^2}{8\pi e^2},$$

$$\frac{\Delta U_1}{U_1} = \left\{ 3 \left(\frac{1}{E} + k_2 \right) - \frac{e}{R_0} \left[\frac{2(1+\mu)}{E} + k_1 - k_2 \right] \right\} \times \frac{KV^2}{8\pi e^2},$$

où R_0 et e désignent le rayon intérieur et l'épaisseur des cylindres, E le module d'élasticité, μ le coefficient de Poisson, K la constante diélectrique et V le potentiel.

Les auteurs, en identifiant les variations de volume intérieur et extérieur observées aux valeurs correspondantes calculées d'après les relations ci-dessus, déduisent les valeurs relatives des coefficients k_1 et k_2 , définis comme étant les variations de la constante diélectrique par une traction : 1° normale aux lignes de force; 2° dans la direction du champ. Ils trouvent une valeur positive pour k_1 , k_2 serait nul pour les tubes épais et positif si les tubes sont minces.

A en juger par les résultats contenus dans le Mémoire de MM. Cantone et Sozzani, les lois du phénomène sont mieux établies que dans le Mémoire de M. Cantone. Mais ils trouvent comme pouvoirs inducteurs spécifiques des nombres, compris entre 2,79 et 4,73, très différents de ceux obtenus de façon identique par M. Cantone.

Cette détermination des pouvoirs inducteurs spécifiques n'offrant pas suffisamment de garantie, les conclusions de MM. Cantone et Sozzani, relatives à une variation de la constante diélectrique, restent douteuses.

A. WULNER et M. WIEN ⁽¹⁾. — Les recherches les plus complètes sur ce sujet sont dues à MM. Wulner et Wien ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ *Ann. der Physik*, t. IX, 1902, p. 1217.

Ces physiciens étudient aussi les déformations électriques de cylindres en verre terminés par des calottes sphériques, et celles de condensateurs sphériques; ils étendent leurs recherches à des verres de compositions chimiques différentes.

Les résultats sur les condensateurs sphériques ne supportent pas la discussion, je m'occuperai de ceux relatifs aux condensateurs cylindriques.

Les auteurs calculent, en appliquant une formule de Lamé, le module d'élasticité E_e qui s'introduit dans l'expression de la variation de volume d'un cylindre déformé par les pressions électrostatiques. Après diverses transformations, le coefficient de Poisson du verre étant pris arbitrairement égal à 0,20, MM. Wulner et Wien trouvent pour E_e

$$E_e = \frac{2}{3} \frac{\alpha^2 e R^2}{\Delta U} \frac{1 - 0,4 \frac{e}{R_i}}{K \left(l + \frac{2}{3} R_i \right)},$$

où αR représente une quantité d'électricité; K le pouvoir inducteur; e , l , R , l'épaisseur, la longueur et le rayon intérieur des cylindres.

Ils désignent ce module sous le nom de *coefficient d'électrostriction*. Les éléments figurant dans la valeur de E_e sont déterminés expérimentalement; cette valeur est ensuite comparée aux modules d'Young obtenus : 1° par pression mécanique interne; 2° par une méthode acoustique.

Mesures. — Les variations de volume ΔU sont déterminées comme dans les expériences de M. Quincke et de M. Cantone; mais au lieu d'évaluer des différences de potentiel par les distances explosives, MM. Wulner et Wien préfèrent déterminer des quantités d'électricité par le balistique.

La détermination des pouvoirs inducteurs a été faite en utilisant trois méthodes : 1^o mesure de quantités d'électricité par le balistique; 2^o procédé de mesure électrométrique; 3^o dans quelques cas seulement, emploi du pont avec courant alternatif. La première méthode a été mise en usage pour tous les condensateurs.

Discussion. — *a.* Si l'évaluation des différences de potentiel par les distances explosives n'est pas parfaite, celle des quantités d'électricité, dans le cas du verre, doit conduire à des résultats inexacts. En effet, d'après le dispositif de MM. Wulner et Wien, la quantité d'électricité traversant le balistique a une double origine : 1^o celle libérée par induction, la seule dont on doit tenir compte; 2^o celle inévitable et de même signe glissant le long des parois du verre; charge due à une conductibilité plus ou moins grande du cylindre de verre; de la sorte, les charges mesurées sont trop fortes. Cette erreur acquiert dans certains cas une grande importance; c'est ainsi que MM. Wulner et Wien ont noté des écarts de 10 pour 100 entre la charge et la décharge.

b. La quantité d'électricité mesurée ne correspond pas exactement à la valeur du champ à l'instant où l'on observe la dénivellation (il s'écoule 2 secondes entre la charge du condensateur et le moment où se fait la lecture des dénivellations); à cause des fuites superficielles et de la formation des résidus, les ΔU peuvent être trop faibles.

D'autre part, la mesure des **variations de volume** peut être faussée par l'emploi de capillaires fins. A cet égard, les auteurs signalent des écarts atteignant jusqu'à 40 pour 100.

c. Sans entrer dans une longue discussion relativement à la détermination du pouvoir inducteur spécifique, il me suffira de rapporter les nombres obtenus par MM. Wulner

et Wien, sur le même tube et par plusieurs méthodes, pour montrer le peu de précision de cette mesure, une des plus difficiles.

Les auteurs, opérant sur un des tubes employés par M. Cantone, trouvent deux valeurs différentes pour la constante de cet échantillon :

La méthode galvanométrique donne 8,38; durée de charge : 2 secondes.

La méthode électrométrique (mesure d'une déviation) donne 7,69; durée de charge : 2 secondes.

Pour ce tube, M. Cantone avait obtenu le nombre 3,36.

Comment expliquer les divergences des résultats de ces derniers physiciens ? Les écarts peuvent tenir : 1^o à la valeur de la méthode ; 2^o au mode opératoire ; je crois cette dernière cause prépondérante. Considérons ce qui se passe dans les méthodes électrométrique et galvanométrique : entre la charge du condensateur et sa liaison avec l'appareil de mesure, il s'écoule un certain temps pendant lequel le condensateur perd de sa charge, d'où une diminution apparente de la capacité, il s'ensuit une mesure trop faible du pouvoir inducteur ; de même, pendant le temps nécessaire aux mesures, le condensateur continuant à fuir, l'erreur est accrue. L'influence de la perte de charge est nettement démontrée par les résultats de MM. Wulner et Wien : dans une première mesure, le condensateur est séparé de la source pendant un temps *très court* avant sa liaison avec l'appareil de mesure, la constante diélectrique est trouvée égale à 8,53 ; dans une deuxième mesure, sur le même tube, ce temps est de 30 secondes, les autres circonstances étant les mêmes, la constante diélectrique est réduite à 6,95.

En raison des trois causes d'erreurs signalées, en se reportant à l'expression de E_e , on voit que toutes concourent à donner du coefficient *d'électrostriction* une valeur trop grande.

Constantes élastiques. — Si les pressions électrostatiques sont seules en jeu dans la production de l'effet observé, il doit y avoir identité entre les coefficients d'électrostriction et d'élasticité. Pour déterminer ce dernier coefficient, MM. Wulner et Wien exercent une compression à l'intérieur du manchon en verre surmonté d'un tube capillaire et calculent les coefficients d'après les équations de Lamé.

Les physiiciens allemands ont fait l'étude systématique de plusieurs causes d'erreurs pouvant altérer les valeurs des modules : courbure des tubes, présence de bulles d'air dans l'eau contenue dans les cavités, etc.

Mais d'autres sources d'erreurs peuvent aussi provenir : 1^o des épaisseurs inégales des calottes sphériques et différentes de celles des tubes ; 2^o de ce que, pour calculer les modules, les auteurs ont choisi arbitrairement comme coefficient de Poisson le nombre (0,20), certainement inexact ; si on le prend égal à 0,25, les valeurs diffèrent de 5 pour 100 :

En se reportant au tableau dressé par les auteurs, relatif à ces constantes, on constate de gros écarts : ainsi, pour les tubes n^{os} 15 et 16, les différences atteignent 15 pour 100. D'autre part, le nombre obtenu par MM. Cantone et Sozzani diffère de 9 pour 100 de celui des physiiciens allemands, opérant sur le même tube.

Résultats généraux des expériences de MM. Wulner et Wien. — Les coefficients d'électrostriction sont supérieurs à ceux d'élasticité, excepté pour les verres de Thuringe et le verre italien ; pour les autres sortes de verre, plus la matière est dense, plus grand est le rapport des deux coefficients. Les pressions électrostatiques ne suffisent donc pas à expliquer les déformations.

Cette conclusion serait acceptable si les mesures de MM. Wulner et Wien étaient exemptes d'erreurs impor-

tantes, mais ce n'est pas le cas. On ne connaît pas au juste la précision avec laquelle les quantités d'électricité, les variations de volume, les pouvoirs inducteurs ont été déterminés; mais en estimant à 5 pour 100 l'erreur commise sur chacun de ces facteurs, je crois être au-dessous de la vérité; il peut en résulter une erreur globale de 20 pour 100 sur le coefficient d'*électrostriction*. Les erreurs sur le coefficient d'élasticité peuvent être de 10 pour 100, c'est la valeur moyenne des écarts sur les tubes de même composition chimique; ces écarts ont atteint jusqu'à 17 pour 100. D'après ces suppositions, le rapport des coefficients serait connu avec une erreur *maxima* de 30 pour 100 environ.

E. Variation de la constante diélectrique. — Nombreux sont les physiciens qui ont essayé de mettre en évidence, directement ou indirectement, une variation de la constante diélectrique par traction de l'isolant, mais leurs expériences conduisent à des résultats discordants. Entre autres M. O. Corbino ⁽¹⁾ trouve, en *tractionnant* une lame de verre montée en condensateur, une diminution de la capacité; M. Ercolini ⁽²⁾ observe le contraire.

MM. Wulner et Wien ⁽³⁾, en vue d'expliquer les anomalies relevées par leurs mesures par les variations de la constante diélectrique, reprennent cette étude par la méthode du pont avec emploi d'un courant alternatif de *grande intensité*; ils utilisent comme appareil de zéro un galvanomètre à corde de Rubens. En exerçant des tractions énormes (200^{kg} par centimètre carré), ils ont

⁽¹⁾ *Rivista scientifica e industriale*, 29^e année, 1897; *Rendiconti R. Accad. dei Lincei*, 1899.

⁽²⁾ *Rendiconti R. Accad. dei Lincei*, vol. VII, 1898; *Il nuovo Cim.*, t. VIII, 1898.

⁽³⁾ *Ann. der Physik*, t. IX, 1903, p. 169.

pu *mesurer* les variations de la constante diélectrique du verre. Les variations de capacité de leurs condensateurs oscillaient entre 10^{-4} et 4.10^{-4} .

Il n'est pas nécessaire de discuter longuement ces dernières expériences pour montrer ce qu'il y a d'illusoire dans la détermination de variations de capacité aussi faibles; il suffit de souligner quelques-unes des perturbations ayant pu vicier non seulement les mesures, mais changer le signe de la variation de la constante diélectrique :

1° Le changement de forme des condensateurs, par la traction, a incontestablement entraîné une variation de la capacité;

2° Une traction voisine de la rupture de l'isolant, indépendamment du changement de température qu'elle a provoqué, a pu produire une discontinuité dans l'armature du condensateur, ce qui a perturbé la distribution des charges;

3° L'emploi de courants *très intenses* ⁽¹⁾ a modifié la valeur des résistances métalliques ⁽²⁾ du pont; de même le condensateur de comparaison, en mica, a pu s'échauffer.

F. Conclusions générales relatives aux travaux expérimentaux. — Les lois des déformations électriques, proportionnalité des variations de volume et des allongements aux carrés des différences de potentiel et à l'inverse du carré de l'épaisseur pour les variations de volume, peuvent être considérées comme exactes.

Quant à l'interprétation du phénomène (cas des variations de volume des cavités), elle n'est tranchée ni par les expériences de M. Cantone, qui explique ses résultats

(1) Sans spécification précise.

(2) Les branches du pont avaient pour valeurs: l'une $10\,000\Omega$, l'autre 700Ω à 1100Ω (sans indication sur la nature du métal constituant les résistances).

par la théorie de M. Sacerdote, ni par la considération des pressions électrostatiques, complétée par la variation de la constante diélectrique, comme l'ont fait MM. Wulner et Wien.

La théorie de M. Sacerdote, débarrassée de la variation de la constante diélectrique, donne à très peu près la même variation de volume des condensateurs cylindriques que l'application des pressions électrostatiques; or, M. Cantone obtient une variation de volume plus grande et MM. Wulner et Wien une variation plus faible que celle fournie par ce calcul; il y a donc contradiction dans les résultats de ces auteurs.

Parmi les causes qui, en dehors de celles déjà signalées et aussi des critiques particulières formulées à propos de leurs expériences, ont pu conduire ces physiciens à des résultats divergents, il y a surtout lieu de considérer la difficulté des mesures des coefficients d'élasticité et des constantes diélectriques.

TRAVAUX THÉORIQUES.

Les *tensions* et *pressions* imaginées par Maxwell ⁽¹⁾ peuvent permettre de prévoir l'existence de l'effet transversal, mais elles n'en fixent pas la valeur. L'illustre physicien anglais attribuait une grande importance à ces actions, qu'il considérait comme le fondement de sa théorie. Il écrit : « En chaque point du milieu règne un état élastique, tel qu'il y a *tension* suivant les lignes de force, et *pression* perpendiculairement à ces lignes; les valeurs de ces *pressions* et *tensions* sont numériquement égales

⁽¹⁾ *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, t. I, p. 173. Traduction Sélignmann-Lui.

et varient toutes deux comme le carré de la force résultante au point considéré. »

Plus loin, il ajoute qu'il n'a en aucune façon rendu compte des *tensions* et des *pressions*, ni comment elles se maintiennent.

ESSAIS DE THÉORIE. — Après Maxwell, il faut remonter jusqu'à Moutier ⁽¹⁾ pour que cette question fasse l'objet de recherches théoriques. Cet auteur, en se basant sur le théorème de Clausius sur le mouvement stationnaire d'un système de points matériels, énonce les deux théorèmes suivants :

1° Un conducteur électrisé, à température et pression constantes, doit éprouver une augmentation de volume

$$\Delta V = \frac{\gamma}{3} W.$$

2° La dilatation électrique d'un condensateur est proportionnelle à l'énergie électrique.

Successivement, MM. Kortweg ⁽²⁾, Lorberg ⁽³⁾, Kirchhoff ⁽⁴⁾ étendent aux diélectriques la théorie de Poisson sur le magnétisme induit. Par cette méthode, ils calculent en appliquant les formules d'élasticité de Lamé :

1° M. Kortweg, la déformation de la sphère infiniment mince; 2° Kirchhoff, celle de la sphère d'épaisseur quelconque; 3° Lorberg, les déformations qui donnent la variation de capacité du condensateur sphérique; les variations de capacité, de longueur du condensateur cylindrique.

A la base de ces théories, il y a une hypothèse : les

⁽¹⁾ *Bulletin de la Société philomathique de Paris*, 7^e série, t. III, 1879; t. IV, 1879-1880.

⁽²⁾ *Loc. cit.*

⁽³⁾ *Loc. cit.*

⁽⁴⁾ *Loc. cit.*

pressions au sein des diélectriques solides auraient leur origine dans la polarisation des isolants; cette hypothèse échappe au contrôle expérimental.

Vaschy ⁽¹⁾ adopte d'abord les idées de Maxwell, puis abandonne ce point de vue pour une théorie thermodynamique; cet auteur trouve : dans le premier cas, une variation de volume de la matière diélectrique $\Delta V = \alpha \frac{\gamma}{3} W$, il suppose $\alpha = \frac{K-1}{K}$; dans le deuxième cas, la lame isolante d'un condensateur plan à armatures adhérentes doit s'allonger proportionnellement à l'énergie du condensateur, c'est-à-dire à $\frac{V^2}{e}$.

Duhem ⁽²⁾ applique sa théorie du potentiel thermodynamique à ces phénomènes et trouve : 1° une lame métallisée sur ses deux faces éprouverait une variation de volume

$$\Delta V = \frac{\gamma}{3} \frac{K}{8} \frac{8}{\pi} \frac{V^2}{e},$$

c'est l'expression de Moutier au coefficient K près; 2° la variation unitaire de longueur d'un cylindre isolant serait de la forme $\frac{\Delta l}{l} = A \mu \frac{V^2}{e^2}$, où A représente un facteur fonction des propriétés élastiques du verre, μ le pouvoir inducteur spécifique; 3° on aurait également une dilatation dans le sens des lignes de force. Duhem, pour arriver à ces résultats, suppose une dilatation de l'isolant dans toutes les directions contrairement à l'hypothèse de Maxwell.

Le travail le plus complet et le plus important est dû à M. Sacerdote ⁽³⁾. Cet auteur introduit, dans sa théorie,

⁽¹⁾ *C. R. Acad. Sc.*, t. CIII et CIV; *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, t. I, p. 106, 107, 119.

⁽²⁾ *Le potentiel thermodynamique*, éditions 1886 et 1895.

⁽³⁾ *Loc. cit.*

l'hypothèse d'une variation de la constante diélectrique; les coefficients k, k_1, k_2 , définis à ce sujet, sont différents de ceux κ_1, κ_2 employés dans les théories allemandes, ils présentent sur eux l'avantage de conduire à des formules beaucoup plus simples et sont accessibles à l'expérience.

S'appuyant sur les principes de la conservation de l'énergie et de l'électricité, M. Sacerdote établit les formules donnant les déformations de solides isolants isotropes, dans le cas d'un condensateur de forme quelconque; il applique ensuite les résultats généraux aux cas simples de condensateurs sphériques, cylindriques, plans, d'épaisseurs infiniment petite, petite et quelconque.

De tous les cas traités, je considérerai surtout ceux se rapportant aux expériences le plus souvent réalisées dans la pratique.

RÉSULTATS GÉNÉRAUX. — *a. Cas des armatures adhérentes :*

PREMIÈRE LOI. — *Toute ligne perpendiculaire aux lignes de force éprouve une variation unitaire de longueur proportionnelle au carré du champ.*

DEUXIÈME LOI. — *L'épaisseur du diélectrique (dans la direction du champ) varie proportionnellement au carré de la différence de potentiel et à l'inverse de cette épaisseur.*

TROISIÈME LOI. — *Les cavités éprouvent des variations de volume proportionnelles à leur volume et au carré du champ.*

QUATRIÈME LOI. — *La matière diélectrique subit une variation de volume proportionnelle à la surface du condensateur, au carré du potentiel et à l'inverse de l'épaisseur.*

Ces lois sont seulement valables, en toute rigueur, pour les condensateurs dont l'épaisseur est très petite.

b. Cas des armatures non adhérentes. — M. Sacerdote étudie les condensateurs sphériques et plans; ses résultats conduisent aux énoncés suivants :

1^o Si l'épaisseur d'air entre l'isolant et les armatures est très petite, les déformations unitaires sont proportionnelles aux carrés de la différence de potentiel et à l'inverse du carré de l'épaisseur du diélectrique. Les déformations dépendent aussi de la variation de la constante diélectrique; ces coefficients sont les mêmes que les armatures soient ou non adhérentes, mais les termes qui dépendent des coefficients élastiques sont différents comme grandeur et comme signe.

2^o Si l'intervalle d'air est quelconque, la loi de proportionnalité entre les déformations et le carré de la différence de potentiel subsiste seule.

CAUSES DES DÉFORMATIONS. — Abstraction faite des variations de la constante diélectrique, pour les condensateurs sphériques, les pressions électrostatiques suffisent à expliquer les variations de volume des cavités, si les armatures sont en contact avec l'isolant. Pour les condensateurs cylindriques ouverts, les déformations exigent, en outre des pressions électrostatiques, des *tractions* perpendiculaires aux lignes de force égales à $\frac{KH^2}{8\pi}$.

M. Sacerdote, pour expliquer la présence des termes en k, k_1, k_2 dans ses formules, se base sur cette hypothèse :

« La modification de l'éther qui constitue la production du champ électrique est accompagnée d'une modification de l'état moléculaire de la matière, en vertu de laquelle l'élément de volume matériel situé en un point où l'intensité du champ est H , tend à se contracter de $\left(-\frac{k_1 H^2}{8\pi}\right)$ dans la direction du champ et à se dilater de $\left(\frac{k_2 H^2}{8\pi}\right)$ normalement aux lignes de force. »

En discutant les travaux théoriques des divers auteurs. M. Sacerdote montre, en rectifiant leurs erreurs, que les résultats partiels précédemment obtenus concordent avec ceux déduits de sa théorie.

M. E.-P. Adams ⁽¹⁾ résout le problème de la déformation des diélectriques en appliquant les équations générales d'équilibre des solides élastiques. Il traite : 1^o le cas du cylindre (allongement); 2^o le cas du cylindre et de la sphère (variations de volume).

Un cylindre ouvert, adhérent aux armatures du condensateur, s'allonge; la valeur de l'allongement diffère de celle obtenue par M. Sacerdote. Pour M. Adams, la dilatation n'a lieu que si l'état de tension du diélectrique détermine une variation de la constante diélectrique; pour M. Sacerdote, l'allongement se produit si cette condition n'est pas satisfaite.

Lorsque l'isolant n'adhère pas aux armatures, il y a encore dilatation, mais différente de celle trouvée par M. Sacerdote. Les deux théories font dépendre l'allongement de la variation de la constante diélectrique; si cette variation est nulle, la déformation n'a pas lieu.

En faisant abstraction des variations de la constante diélectrique, les résultats fournis par les deux théories, dans le cas des déformations d'un condensateur fermé à armatures adhérentes (condensateur sphérique ou cylindrique terminé par des calottes sphériques), concordent avec ceux obtenus d'après les pressions électrostatiques.

M. A Leduc ⁽²⁾, dans son Mémoire sur l'application du principe de Lenz aux phénomènes qui accompagnent la charge des condensateurs, donne l'expression générale de la variation de volume de la cavité d'un condensateur

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XXII, 1911.

⁽²⁾ *Ann. de Phys. et de Chim.*, 8^e série, t. XXVII, 1912, p. 392.

fermé (armatures adhérentes) et de la matière. Cette expression est déduite d'une démonstration thermodynamique plus simple que celle connue relative à ce phénomène.

M. Leduc étend ensuite sa démonstration au cas plus complexe d'un condensateur plan, dont le diélectrique est doué de propriétés pyro et piézo-électriques, abstraction faite de ces deux phénomènes, il obtient respectivement comme valeurs des variations unitaires de volume et d'épaisseur de la matière :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial p} \tau,$$

$$\frac{\Delta e}{e} = - \frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial P} \tau.$$

Les déformations sont proportionnelles à l'énergie électrostatique (τ) par unité de volume du diélectrique.

M. Leduc montre ensuite que ses résultats sont en conformité avec le principe de Lenz généralisé (principe de la réaction ou de la conservation d'état) :

« Ainsi l'extension de la surface du condensateur est combattue par les réactions élastiques qu'elle développe; de même, si le condensateur est fermé, la variation de volume intérieur détermine une diminution de pression qui réagit contre l'extension des parois. »

INTRODUCTION.

Comme le pense M. Leduc ⁽¹⁾, on peut prévoir une variation de la constante diélectrique, par extension du

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

principe de Lenz; mais la confirmation expérimentale de cette variation est très difficile à obtenir directement à cause de l'extrême petitesse de cette variation présumée ou indirectement, par les déformations électriques, à cause de l'énorme difficulté de faire de bonnes mesures, surtout avec le verre.

Jusqu'ici, toutes les expériences entreprises dans cette voie sont sujettes à de graves critiques. D'ailleurs, les théoriciens raisonnent sur des diélectriques parfaits et supposent le phénomène dépourvu d'hystérèse; ils négligent ainsi le facteur temps, dont je chercherai à mettre en relief le rôle important.

Dans les expériences de M. Quincke et de M. Cantone; sur les déformations transversales du verre, on voit bien que les *tractions* longitudinales résultent des pressions électrostatiques sur les calottes sphériques terminales, mais lorsque le cylindre est ouvert à ses extrémités ces forces disparaissent. Il était intéressant de voir si, dans ces conditions, le phénomène subsiste et d'en établir les lois. Les recherches que j'ai faites à ce sujet, en opérant dans le cas du contact et du non-contact de l'isolant avec les armatures, sur une matière plus facilement déformable que le verre, constituent la première Partie de ce travail.

La comparaison des résultats de MM. Quincke, Cantone, Wulner et Wien a fait ressortir des divergences.

J'ai repris la même étude, mais sur d'autres isolants. Il n'est pas absurde de penser, *a priori*, que les pressions électrostatiques jouent un rôle important dans ce genre de déformations; dès lors, le caoutchouc, qui se déforme mécaniquement autant que le verre sous l'action de forces 40 000 fois moindres environ, convient particulièrement bien pour ce genre d'étude, si l'on veut opérer avec des différences de potentiel réduites.

On peut bien objecter que le caoutchouc est une subs-

tance mal définie, au point de vue de sa constitution chimique; mais n'en est-il pas de même du verre et comme aussi de tous les isolants usuels ?

La deuxième Partie de ce travail est consacrée à l'étude des variations de capacité d'une cavité cylindrique d'ébonite, et aux mesures plus précises d'un manchon de caoutchouc suivies de l'étude systématique de ses propriétés élastiques.

Les expérimentateurs qui ont cherché à expliquer leurs résultats ont été conduits à mesurer des pouvoirs inducteurs. Mais ces pouvoirs inducteurs n'ont pas été définis quant au temps; les divergences peuvent tenir, en grande partie, à cette circonstance.

Il était naturel de penser que les déformations électriques pouvaient dépendre des résidus. Dans la troisième Partie de ce travail, j'ai étudié l'accroissement lent des capacités et, pensant aboutir à des résultats plus simples, j'ai fait l'étude des déformations de nappes liquides isolantes; enfin, dans un dernier Chapitre, j'ai cherché à expliquer les faits observés.

Il me reste, en terminant cette introduction, à remplir un devoir agréable.

J'adresse un souvenir reconnaissant au regretté B. Brunhes, directeur du Laboratoire de Physique de la Faculté de Clermont, laboratoire dans lequel ces recherches ont été poursuivies. C'est lui qui, en attirant mon attention sur les expériences à résultat négatif de M. More et de M. Ercolini, m'a mis sur la voie de cette étude.

Je prie M. E. Bouty, membre de l'Institut, d'agréer l'hommage de ma profonde gratitude, pour ses conseils et son empressement à présenter mes Notes à l'Académie des Sciences.

M. A. Leduc, professeur à la Sorbonne, en me donnant d'utiles conseils, a beaucoup facilité ma tâche dans la

rédaction de ce travail. Je suis heureux de lui témoigner ma vive et respectueuse gratitude.

M. E. Mathias, doyen de la Faculté des Sciences de Clermont, a bien voulu mettre à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire et m'a montré beaucoup de bienveillance. Je l'en remercie bien vivement.

Je dois de la reconnaissance à M. L. Malclès, maître de conférences à la Faculté de Clermont, qui s'est intéressé à mes recherches. J'ai largement mis à profit sa compétence en matière de mesures électrométriques.

Je ne saurais oublier dans mes remerciements M. Lamotte, professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse, qui m'a accordé de grandes facilités au début de mes recherches.

Enfin, M. R. Fric, ingénieur, en me fournissant de nombreux échantillons de caoutchouc, et M. F. Croze, stagiaire à l'Observatoire de Paris, en me traduisant les Mémoires allemands, m'ont rendu service; je les remercie bien sincèrement.

PREMIÈRE PARTIE.

ACTION D'UN CHAMP ÉLECTROSTATIQUE SUR LES DIÉLECTRIQUES SOLIDES. DÉFORMATIONS DANS LE SENS NORMAL AU CHAMP ET DANS LE SENS DES LIGNES DE FORCE.

La dilatation électrique du verre normalement aux lignes de force, mesurée par MM. Righi, Quincke et Cantone, a été mise en doute par MM. L. More ⁽¹⁾ et Shearer ⁽²⁾.

J'ai repris cette question discutée. Pour l'étude de l'effet transversal, j'ai envisagé le problème sous deux formes différentes :

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

⁽²⁾ *Loc. cit.*

1^o Les armatures sont en contact avec la matière, dans ce cas les pressions électrostatiques agissent sur les diélectriques.

2^o Les armatures sont indépendantes du diélectrique ou cas du non-contact.

J'ai aussi tenté quelques essais de déformations dans le sens des lignes de force; jusqu'ici, aucun physicien n'avait dirigé ses recherches dans cette voie.

CHAPITRE I.

I. — APPAREILS DE MESURE ET MÉTHODE.

a. Description et installation des condensateurs. — Le condensateur cylindrique était constitué par deux tubes de laiton t , t' , épais et coaxiaux, entre lesquels on disposait symétriquement le tube isolant t'' . Le cylindre métallique intérieur, de 464^{mm} de longueur, était soudé normalement à une embase métallique e filetée et vissée sur une forte plaque en laiton L ; le cylindre métallique extérieur, d'une longueur de 364^{mm}, était supporté et isolé par un gros tube d'ébonite T . Dans quelques cas, on fixait le support d'ébonite à la plaque en laiton à l'aide d'une bague à double filetage intérieur; le plus souvent on rendait solidaires les trois tubes T , t , et t'' , par leurs extrémités inférieures, en coulant de la paraffine par les ouvertures o (*fig. 1*).

La plaque métallique L se vissait sur une plaque d'ébonite P également vissée sur un gros bloc de chêne B ; ce bloc, stabilisé par une énorme masse de plomb, reposait par trois vis calantes sur un disque en bois isolé du sol par un caoutchouc plein de bicyclette posé directement sur une solide voûte.

Enfin, une enveloppe prismatique E , garnie de sciure

de bois à l'intérieur, protégeait le condensateur contre le rayonnement calorifique; intérieurement à la cuve prismatique, on disposait un fort tube d'ébonite T' fixé à ses extrémités à l'écran thermique, sur une longueur de quelques centimètres. La figure ci-après donne une vue d'ensemble de l'installation.

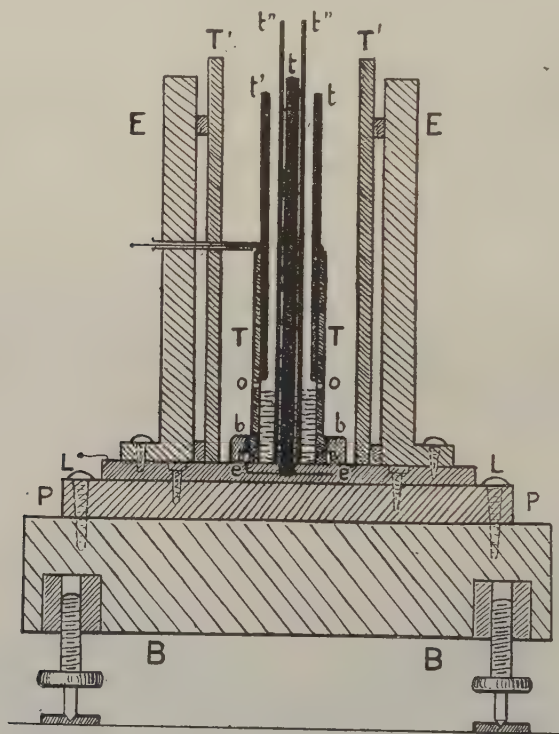


Fig. 1.

b. Observation des déformations. Système optique. —

On appliquait la méthode classique de Fizeau basée sur l'interférence des rayons réfléchis sur les deux faces d'une mince couche d'air.

Les franges d'interférence, sous forme annulaire,

étaient produites entre un plan de verre m (fig. 2) (pesant $0^{\text{g}},275$ et noirci sur la face non réfléchissante), mastiqué normalement au tube isolant t et une lentille plan-concave l de grande distance focale. On fixait la lentille à une petite plate-forme métallique P , pourvue de trois

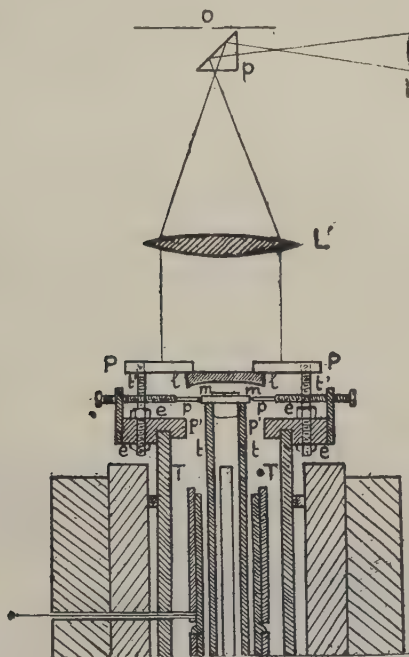


Fig. 2.

tiges filetées t' pénétrant librement dans trois trous correspondants percés dans une autre plate-forme P' ; six écrous e , vissés par groupes de deux dans les trois tiges filetées, servaient d'abord à régler la position des franges, ensuite à immobiliser le support de la lentille l .

On éclairait le système interférentiel en employant le dispositif de Fizeau, comme l'indique la figure 2.

c. Mesure des allongements. — La source lumineuse,

enfermée dans une lanterne de projection, était entourée d'un écran thermique et le système optique protégé contre les actions électrostatiques. Une cuve remplie d'une solution d'alun, interposée sur le trajet du faisceau lumineux, absorbait les rayons calorifiques non lumineux, lesquels pouvaient déterminer un déplacement des franges en l'absence de toute déformation électrique.

L'observation des franges se faisait à travers un petit œilleton O, disposé sur le côté du prisme (fig. 2).

Toutes les mesures s'effectuaient au jugé; on comptait le passage d'un certain nombre d'anneaux et une fraction correspondant à la déformation, la partie fractionnaire de l'anneau était estimée par la largeur de l'anneau central; avec un peu d'habitude, on appréciait le quart de $\frac{\lambda}{2}$ (λ longueur d'onde de la lumière employée). On augmentait la précision des mesures en réalisant une sorte de vernier à franges rectilignes localisées entre la face plane de la lentille *l* et un plan de verre; avec ce dispositif, l'anneau central ayant atteint sa largeur maxima était recouvert par dix franges rectilignes (fig. 3).

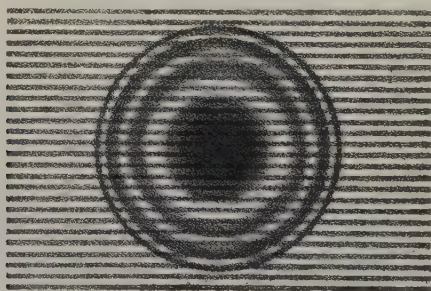


Fig. 3.

d. Charge du condensateur et mesure des différences de potentiel. — La charge du condensateur s'opérait avec une petite machine de Voss entraînée par une magnéto

Gramme fonctionnant comme récepteur. Pour obtenir une charge régulière et de durée variable, on reliait les armatures du condensateur aux bornes d'une batterie de jarres et aux pôles de la machine, ou encore la charge s'effectuait par l'intermédiaire d'une corde de chanvre paraffinée extérieurement.

Un commutateur de grande taille, à bascule, permettait d'effectuer toutes les combinaisons entre la machine électrostatique, le condensateur et le sol.

Un micromètre à étincelles, constitué essentiellement par deux boules de laiton de 2^{cm},1 de diamètre, était dérivé sur le condensateur; au moment précis où éclatait l'étincelle entre les boules du micromètre, on notait la déformation du tube isolant. Les différences de potentiel, déduites des distances explosives, étaient empruntées au Mémoire de Baille ⁽¹⁾. Pour des mesures plus précises, on tarait le micromètre au moyen d'un électromètre absolu de Bichat et Blondlot. Pour avoir des différences de potentiel bien définies, on polissait fréquemment les pièces polaires avec de la toile d'émeri très fine.

II. — ESSAIS DES PROPRIÉTÉS ÉLASTIQUES DE LA MATIÈRE ISOLANTE.

L'intérêt de ces recherches réside surtout dans l'étude parallèle des déformations, de même ordre de grandeur de l'isolant, qu'elles soient électriques ou mécaniques.

Pour étudier les déformations élastiques, après les déformations électriques, j'employais le dispositif simple suivant :

a. Dispositif. — Je mastiquais sur le cylindre isolant une coupelle légère *c*, en ébonite ou en carton paraffiné (fig. 4). Dans cette coupelle cylindrique annulaire, de

(1) *Ann. de Phys. et de Chim.*, 3^e série, t. XXV, 1882.

32^{mm} de diamètre et 45^{mm} de hauteur, plongeaient deux tubes en verre *t* recourbés et fixés solidement dans une rainure pratiquée dans la paroi supérieure de l'écran thermique E; deux raccords de caoutchouc *r*, flexibles

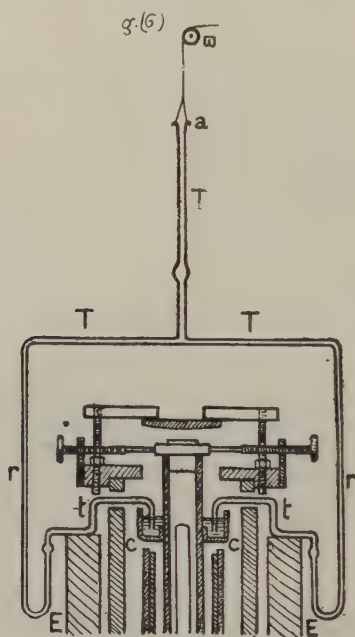


Fig. 4.

bien qu'épais, reliaient les ajutages *t* à un tube en verre T (en forme de T) d'un diamètre égal à 3^{mm}. Un cordon enroulé sur la poulie ω avait une de ses extrémités attachée à une petite anse *a*, portée par T, et l'autre au chariot d'une machine à diviser. Pour agir mécaniquement sur l'isolant, on remplissait d'eau la coupelle ainsi que tout le système de vases communicants.

b. Détermination des modules d'élasticité. — On obtenait des charges croissantes ou décroissantes en faisant pro-

gresser la vis de la machine à diviser : T s'élevait d'une hauteur égale au déplacement de la vis ; ainsi, un volume bien déterminé du liquide, proportionnel à la fois à la section du tube T et à son déplacement, s'écoulait dans la coupelle et chargeait le manchon isolant ; la charge se calculait d'après les dimensions de C, de t et de la quantité d'eau déversée dans la coupelle. En même temps qu'un aide manœuvrait la vis du chariot de la machine à diviser, je comptais le nombre de franges se succédant et correspondant, soit à un allongement, soit à un raccourcissement du manchon isolant. Comme les températures de l'eau dans le tube T et dans le vase c différaient sensiblement, l'écoulement du liquide occasionnait une variation de température : un écart de 1° , entre les températures de l'eau dans les vases communicants, eût suffi pour entraîner une erreur, sur la déformation, représentée par plusieurs franges ; aussi, pour éviter cette erreur, je faisais décroître la charge.

c. Calcul de la pression exercée sur le fond de la coupelle ou traction agissant sur le tube isolant. — Soient S la section du tube latéral T, l son déplacement, s et s' les sections respectives de la coupelle et des ajutages ; en déchargeant le manchon isolant, comme le volume du liquide reste constant, on a

$$Sl = (s - s')l',$$

où l' représente la dénivellation dans le vase C. D'où

$$l' = \frac{Sl}{s - s'}.$$

La pression sur le fond de C se trouve ainsi diminuée du poids d'une colonne d'eau de hauteur l' et de section s' ; on a donc comme variation de la pression ou traction sur l'isolant

$$\bar{c} = \frac{gs}{s - s'} l.$$

L'eau, en s'abaissant de la hauteur h' dans la coupelle, produit une diminution de pression sur le manchon isolant, d'où une erreur maxima équivalente aux $\frac{2}{100}$ de la valeur principale de la déformation; cette erreur était négligeable eu égard à la précision moindre obtenue sur les déformations électriques.

On déduit l'inverse du module de Young E de la formule classique de l'élasticité

$$\Delta L = \frac{1}{E} \frac{|S s|}{s''(s - s')} / L,$$

s'' désignant la section de l'isolant et ΔL l'allongement, mesuré par le déplacement des franges.

III. — MESURES DES ÉPAISSEURS DES TUBES DIÉLECTRIQUES.

Diverses méthodes ont été adoptées :

1^o Le rayon intérieur du tube était mesuré par un jaugeage, puis, à l'aide d'un bon pied à coulisse, je déterminais le diamètre extérieur en différentes régions du manchon isolant; d'où, par différence, l'épaisseur.

2^o La première opération restait la même, le diamètre extérieur était déduit de la poussée hydrostatique subie par le tube immergé dans un vase contenant de l'eau.

3^o Enfin, dans quelques cas, je mesurais directement l'épaisseur au microscope.

CHAPITRE II.

Déformations électriques transversales : les armatures adhèrent à l'isolant.

I. — LES MESURES.

Dans toutes les mesures, les deux intervalles, très réduits, compris entre les deux cylindres en laiton de l'appareil et les diélectriques, étaient remplis d'eau bouillie;

on purgeait l'eau des bulles d'air en faisant le vide au-dessus du liquide contenu dans les deux compartiments; c'est l'eau qui jouait le rôle d'armatures. L'installation de l'appareil, à quelques variantes près, était toujours celle indiquée au paragraphe I, *a*, du premier Chapitre. Les mesures étaient faites plusieurs heures après le montage de l'appareil, pour qu'il s'établisse un équilibre de température. On réglait ensuite la position des franges de telle sorte qu'elles fussent visibles avec leur maximum de netteté. Malgré toutes les précautions prises, je n'ai jamais pu obtenir un système de franges annulaires absolument stables, j'avais toujours un déplacement lent qui atteignait parfois 0^m,5 dans l'espace de 2 minutes; j'en tenais compte.

Les deux cylindres métalliques de l'appareil étaient reliés, par l'intermédiaire du grand commutateur, aux deux pôles de la source électrique d'une part, à la batterie et à l'éclateur d'autre part; le cylindre intérieur du condensateur communiquait avec le sol.

À la charge du condensateur les franges accusaient un mouvement progressif, on notait leur déplacement jusqu'au moment où éclatait une étincelle au micromètre; ensuite, par un rapide mouvement de bascule du commutateur, on réunissait métalliquement les deux armatures du condensateur.

Les premiers essais avaient mis en évidence l'influence notable de la durée de la charge; j'ai dû tenir compte de cette circonstance: un chronomètre, donnant le cinquième de seconde, mis en marche au début de la charge et arrêté à l'instant où éclatait l'étincelle, permettait de préciser le temps.

D'une manière générale, la précision de la mesure des allongements électriques est inférieure à celle obtenue pour les déformations mécaniques; l'erreur relative, dans le cas des dilatations électriques, était voisine de 5 pour 100;

dans les cas les plus défavorables, elle atteignait 10 pour 100 environ.

Les déformations étaient très petites de l'ordre de 10^{-4} ou d'une fraction de μ .

II. — LES RÉSULTATS.

J'ai étudié les dilatations électriques du verre, de la paraffine et de l'ébonite (demi-durcie); l'étude la plus complète a été poursuivie sur la paraffine et l'ébonite.

1^o VERRE. — Les deux tubes de verre, dont j'ai mesuré les allongements, (en contact avec l'eau sur 0^m,40 et 0^m,35 de longueur), avaient comme dimensions : longueur, 0^m,50², épaisseurs moyennes respectives, 0^{mm},45 et 0^{mm},51; diamètres intérieurs, 14^{mm},5 et 14^{mm},7.

Je donne ci-dessous les résultats obtenus :

Tube n° 1 (épaisseur : 0^{mm},45).

Différences de potentiel : V en U. E. S.	Allongements : Δl en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes).	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}$.
16,4	0,10	5,6. 10 ⁻¹³
27,6	0,25	5,0
38,3	0,50	5,15
47,5	0,75	5,0
56,4	1,10	5,4

Tube n° 2 (épaisseur : 0^{mm},51).

Différences de potentiel : V en U. E. S.	Allongements : Δl en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes).	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}$.
22	0,15	6,6. 10 ⁻¹³
33	0,25	4,9
43,75	0,50	5,3
54	0,75	5,5

Dans les troisièmes colonnes de ces Tableaux sont inscrites, pour un champ d'intensité $H = \frac{V}{e} = 1$, les varia-

tions unitaires de longueur. Dans la suite, en général, tous les résultats seront indiqués sous cette forme.

Pour les deux tubes, les déformations se rapportent à des durées de charge égales à 15 secondes avec, dans l'intervalle de deux mesures, mise au sol des armatures pendant au moins 2 minutes.

De la comparaison des résultats, il ressort que la loi du carré des champs est aussi bien vérifiée que possible car, il ne faut pas l'oublier, on se trouve en présence de déformations très petites, difficiles à mesurer exactement; en outre, l'effet étudié est peut-être la superposition de plusieurs phénomènes n'obéissant pas aux mêmes lois.

a. Influence de la durée de la charge. — Avec le tube n° 1, pour des durées de charge comprises entre 2 et 3 secondes, j'avais un effet dont la valeur moyenne $\left(\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V_1}\right)$ est $4 \cdot 10^{-13}$, nombre différant de plus de 20 pour 100 du nombre moyen fourni par les premières mesures avec les mêmes champs.

Dans tous les cas, l'isolant reprenait, aux erreurs d'expériences près, sa longueur d'avant la charge; mais, pour atteindre ce résultat, il fallait prolonger la décharge pendant un temps supérieur à celui de la charge. Cette influence de la durée de la charge n'est pas particulière au verre, on la retrouvera sur tous les isolants étudiés.

b. Influence de la nature des armatures. — Pour étudier cette influence, je variaais les conditions en substituant à l'eau diverses solutions salines, des acides et du mercure, mais après avoir revêtu les cylindres métalliques d'une mince couche de gomme laque ou de paraffine, pour prévenir soit la corrosion, soit l'amalgamation des tubes métalliques. Je métallisais aussi le tube de verre, en l'argentant sur une longueur égale à la hauteur de l'eau interposée extérieurement au tube de verre.

Dans tous les cas, pour le tube n° 2, les déformations ne varièrent pas d'une manière appréciable.

c. Comparaison de mes résultats avec ceux d'autres expérimentateurs. — Voici les valeurs trouvées pour les variations unitaires de longueur; rapportées à l'unité de champ $\left(\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}\right)$ par divers physiciens.

M. Quincke ⁽¹⁾, en mesurant les allongements par la rotation d'un niveau à bulle d'air, les potentiels par la méthode des distances explosives, trouve respectivement sur le même tube, pour des champs de $3,7 \cdot 10^5$ volts-cm et $5,40 \cdot 10^5$ volts-cm,

$$1,3 \times 10^{-13} \quad \text{et} \quad 2,3 \times 10^{-13}.$$

M. Cantone ⁽²⁾ observe les variations de longueur par un déplacement de franges; les potentiels, correspondant aux distances explosives, sont pris dans le Mémoire de Baillet-Latour. Cet auteur obtient, sur trois tubes, comme valeur moyenne pour des champs oscillant entre 2,7 et $3,75 \cdot 10^5$ volts-cm,

$$5,7 \times 10^{-13}.$$

MM. Cantone et Sozzani ⁽³⁾, en employant les méthodes de M. Cantone pour mesurer les allongements et les potentiels, pour des durées de charge *très courtes* et pour des champs variant entre $3,4 \cdot 10^5$ volts-cm et $5,7 \cdot 10^5$ volts-cm environ, ont trouvé comme valeurs moyennes :

1° Pour cinq tubes d'épaisseurs voisines de 0^{mm},5,

$$4,4 \times 10^{-13}.$$

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

⁽²⁾ *Loc. cit.*

⁽³⁾ *Loc. cit.*

2° Pour six tubes d'épaisseurs comprises entre 1^{mm} et 2^{mm},

$$7,1 \times 10^{-13}.$$

Les nombres de Quincke diffèrent notablement entre eux; ce désaccord peut être dû à diverses causes : 1° inertie de son appareil amplificateur des déformations; 2° les durées de charge, dont l'influence n'est pas douteuse, ne sont pas spécifiées; 3° la mesure des potentiels est peu précise.

Mon résultat, 4×10^{-13} , pour le tube n° 1 et pour des durées de charge de 2 à 3 secondes, est à peu près celui de MM. Cantoné et Sozzani, dans le cas des tubes minces; mais il faut remarquer que ces auteurs utilisaient des cylindres de verre terminés par des calottes sphériques; dans mes expériences, au contraire, les tubes étaient ouverts, ce qui diminue l'intérêt de la comparaison.

2° PARAFFINE. — On pouvait objecter que les dilatactions électriques du verre sont d'ordre secondaire et dues par exemple à la complexité de cette substance considérée au point de vue diélectrique; s'il en est ainsi, le champ ne devrait produire aucune variation de longueur sur un isolant dont les qualités le rapprochent du diélectrique parfait.

Je songeai tout d'abord au quartz fondu, mais diverses raisons : prix élevé de la matière, impossibilité de se procurer des tubes, même grossièrement réguliers, etc., m'incitaient à abandonner ce projet.

D'après les travaux de M. Malclès ⁽¹⁾, l'ozokérite se comporte comme un diélectrique parfait; dès lors, si la dilatation était due par exemple à une constante diélectrique mal définie, l'effet produit par le champ devrait être nul sur cette substance. A l'époque où je m'occupais

(1) *Thèse*, Paris, 1908.

des déformations *transversales*, je ne connaissais pas l'ozokérite. Pour répondre à l'objection ci-dessus, j'ai utilisé une paraffine dont le point de fusion est de 56° et dont les qualités diélectriques ne doivent pas trop différer de celles de l'ozokérite; ce résultat a été confirmé par des expériences ultérieures.

a. Préparation des tubes de paraffine. — J'ai éprouvé de grandes difficultés à confectionner des tubes de 50cm de longueur et de quelques millimètres d'épaisseur. Voici comment je suis arrivé à les réaliser: un cylindre d'acier plein, très régulier, parfaitement poli et vaseliné, était plongé un certain nombre de fois dans un bain de paraffine fondue et maintenue à 65° ; à chaque immersion, le tube se nourrissait, lorsqu'il avait atteint une épaisseur convenable et bien avant qu'il ait repris la température de la salle, on le détachait lentement de son support en le faisant glisser sur un deuxième mandrin en acier également vaseliné. L'extérieur du tube étant forcément irrégulier, pour lui donner une forme à peu près cylindrique (avant de le séparer du cylindre d'acier), on le disposait dans une gouttière pour le travailler à l'aide d'un couteau, dont la lame était de forme semi-circulaire. Ces manipulations donnaient souvent de médiocres résultats; avec beaucoup de patience, sur plus de dix tubes ainsi préparés, j'en obtenais un seul se présentant sans fissure et de forme sensiblement régulière. J'ai opéré sur deux de ces tubes de même épaisseur comprise entre $1\text{mm},9$ et $2\text{mm},1$.

b. Installation des tubes. — Pour maintenir le tube de paraffine toujours dans la même position on disposait de petites cales, en papier gomme laqué, étagées tous les 5cm le long du cylindre métallique intérieur de l'appareil. Après avoir mis en place les cales et le tube isolant, on coulait, par petites portions, de la paraffine, sur

une hauteur de 4^{cm}, dans une cuvette entourant l'extrémité inférieure du tube isolant; pendant cette opération et jusqu'à ce que la paraffine coulée se fût solidifiée, on soutenait le tube par son extrémité libre. Les autres parties du montage s'effectuaient comme pour le verre.

Par suite de la nécessité d'amener la lentille au contact du plan de verre, le réglage des franges était assez délicat; pour ne pas écraser la paraffine durant cette manœuvre, on disposait au sommet du tube une petite couronne en ivoire maintenue fixe pendant le réglage, comme on peut le voir sur la figure 2.

c. Résultats. — On commençait les mesures lorsque les franges étaient à peu près stationnaires; pour cela, il fallait attendre environ 8 heures après le montage du condensateur.

Je rapporte ci-dessous la moyenne des résultats sur un tube de 1^{mm},9 à 2^{mm},1 d'épaisseur, à la température de 24°.

Son diamètre intérieur était de 13^{mm}, et la longueur armée de 40^{cm}.

Différences de potentiel : V en U. E. S.	Allongements en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes).	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}$.
13,40.....	0,5	8,05. 10 ⁻¹¹
19,85.....	1,1	8,50
31,20.....	2,9	8,70

Dans ces expériences, les durées de charge étaient comprises entre 35 et 40 secondes; pour une durée de 5 secondes on observait un allongement réduit de 50 pour 100.

Le retard des déformations est plus accusé que sur le verre, l'effet instantané est très petit; la déformation correspondant à la décharge brusque du condensateur était seulement de $\frac{1}{5}$ de l'effet total. La dilatation dépend

énormément des charges antérieures; la matière semble conserver le souvenir des déformations précédentes, ce qui est le propre des phénomènes à *hystérèse*. Pour avoir des allongements comparables entre eux, avant de passer d'une mesure à la suivante, je devais décharger le condensateur pendant 2 minutes.

Un deuxième tube obtenu de la même façon et ayant sensiblement les mêmes dimensions, les conditions d'expériences étant identiques, a donné des résultats très voisins.

Comme on le voit, bien que la paraffine soit un milieu se rapprochant le plus du diélectrique parfait, non seulement la déformation électrique est nettement démontrée, mais encore ces déformations présentent les mêmes caractères que ceux observés sur le verre; l'effet est même beaucoup plus lent à se produire. Des considérations ultérieures aideront à comprendre la raison de ce retard.

Après ces mesures, je remarquai que les dilatations unitaires, rapportées à l'unité de champ, sont environ 170 fois plus grandes pour la paraffine que pour le verre.

En présence de ces résultats, je pensai qu'il devait y avoir une certaine dépendance entre les dilatations électriques et les modules d'élasticité, je fus ainsi conduit à étudier les déformations d'ordre mécanique de la paraffine.

d. Module d'Young. — La méthode et la technique suivies pour cette étude étaient celles décrites au premier Chapitre de cet exposé.

L'allure des déformations mécaniques s'est montrée la même que celle des déformations électriques; il y a, tout au moins en première approximation, parité entre ces deux modes de déformations : si la charge ou la décharge mécanique se fait rapidement, la matière ne suit pas l'action déformante, il y a retard; ce résultat n'a rien de surprenant, la paraffine étant loin de réaliser

le solide parfait. Cependant, pour de très petites amplitudes de déformations mécaniques, j'ai pu vérifier la proportionnalité des dilatations ou des contractions aux actions exercées; cette loi n'était vérifiée qu'autant que les déformations étaient relevées aux mêmes instants. Après chaque mesure, on attendait toujours un temps suffisant pour que la matière ait cessé de se déformer.

En prenant pour déformation mécanique celle qui correspondait au temps de la charge électrique, 35-40 secondes, et à la même température de 24°, j'ai trouvé pour l'inverse du module d'Young

$$\frac{1}{E} = 8,7 \cdot 10^{-12}.$$

e. Comparaison des modules d'élasticité et des déformations électriques du verre et de la paraffine. — Je n'ai fait aucune mesure sur les modules d'élasticité du verre; je prendrai pour la comparaison comme inverse du module d'Young, de cette matière, le nombre $1,5 \cdot 10^{-12}$ (nombre voisin de celui obtenu par Amagat).

En formant le rapport des inverses des modules des isolants, on trouve 580; or, les dilatations électriques de la paraffine sont 170 fois plus fortes que celles du verre. Les deux rapports sont du même ordre de grandeur; s'ils ne sont pas les mêmes c'est que probablement les déformations électriques dépendent non seulement des modules d'élasticité, mais d'une autre propriété spécifique de la matière. J'aurai l'occasion de revenir sur ce point.

Malgré cet écart, il est permis de supposer que les modules jouent un rôle important dans les déformations électriques. Pour avoir une meilleure confirmation de ce résultat, j'entrepris une série de recherches systématiques.

3° ÉBONITE. — Pour ce genre d'expériences il fallait s'adresser à un isolant tel qu'il fût possible de faire varier

le module d'élasticité dans de larges limites, sans trop altérer pour cela ses autres propriétés physiques ; l'ébonite me parut remplir ces conditions. Cette ébonite, de vulcanisation incomplète, m'était fournie par la Société « India-Rubber » de Persan (Seine-et-Oise) et livrée sous forme de tubes ayant une longueur de 50^{cm}, un diamètre intérieur voisin de 13^{mm}, des épaisseurs variant entre 0^{mm},5 et 1^{mm},5.

J'expérimentai sur plus de trente échantillons de cette substance.

a. Traitement des tubes. — Dès leur réception, pour les débarrasser de leurs souillures extérieures, les tubes d'ébonite étaient d'abord lessivés dans une solution chaude de carbonate de soude, puis rincés à l'eau froide ; on éliminait ensuite la plus grande partie de l'eau imbibant les tubes par un séjour, d'une demi-heure, dans l'alcool à 95°. On enlevait les dernières traces d'humidité, pouvant encore les imprégner, en les chauffant dans le vide pendant au moins 1 heure à une température voisine de 100°.

Après cette série d'opérations, l'ébonite était immergée dans de la paraffine fondue et maintenue à une température constante. Le récipient R, renfermant la paraffine (*fig. 5*), était mis en communication avec une trompe à



Fig. 5.

eau par l'intermédiaire d'un large vase dans lequel se condensaient les vapeurs de paraffine ; un flacon laveur était intercalé entre le récipient et la trompe. Pour empêcher, par le chauffage, toute déformation de la matière on avait glissé à l'intérieur de l'ébonite une tige d'acier bien rectifiée.

Au début de l'opération, de petites bulles d'air se dégageaient sur toute la surface de l'ébonite; dès que ce dégagement avait pris fin visiblement, on actionnait la trompe, alors de nouvelles bulles d'air très fines apparaissaient; ces bulles provenaient bien de la masse même de la matière, car en chauffant la paraffine seule, dans les mêmes conditions, le dégagement cessait. On peut donc considérer l'ébonite comme un corps poreux.

En prolongeant la durée d'immersion de la matière, ou en recuisant l'ébonite à une température supérieure au point de fusion du soufre, lequel s'alliait en partie à la paraffine, j'arrivai à faire croître le module d'Young, dans le rapport de 1 à 10 environ. Dans quelques cas, pour obtenir ce résultat, je procédai différemment : le tube d'ébonite, avant d'être recuit, avait séjourné dans un liquide isolant, éther de pétrole, benzine. Par un contact prolongé des tubes avec ces carbures, les constituants soufre et caoutchouc libre ⁽¹⁾ étaient partiellement dissous. Enfin, dans d'autres cas, l'ébonite, après un séjour dans les liquides isolants, était simplement paraffinée extérieurement.

Dans toutes ces opérations, qu'il s'agisse de cuisson ou d'un simple paraffinage, j'avais pris soin d'éliminer les liquides isolants imprégnant les tubes en les chauffant à 100° dans une atmosphère réduite.

b. Déformations électriques de l'ébonite. Influence de la durée de la charge. — L'installation des tubes se faisait comme pour le verre, mais en disposant plusieurs rangées de cales isolantes entre l'armature intérieure du condensateur et la paroi interne de l'isolant.

⁽¹⁾ Un examen microscopique permettait de se rendre compte de la structure de l'ébonite. D'ailleurs, après évaporation des solutions, celles-ci abandonnaient des cristaux de soufre visibles à l'œil nu et présentaient en outre le caractère poisseux des solutions de caoutchouc.

Mes premiers essais furent exécutés sur de l'ébonite brute n'ayant subi aucun traitement; comme dans ces conditions les effets enregistrés étaient irréguliers, j'eus alors recours au paraffinage.

1° Je m'attachai tout d'abord à observer simplement l'effet électrique sur un premier tube, recuit dans la paraffine, de 0^{mm},6 d'épaisseur et armé sur une longueur de 35^{cm}, en suivant la technique adoptée pour les autres isolants.

2° J'étudiai, sur le même tube, l'influence de la durée de la charge; sans rien changer à la technique, pour la même température et pour des durées supérieures, j'obtins des déformations différentes.

Les résultats moyens de ces mesures sont rapportés dans les deux Tableaux ci-dessous.

TEMPÉRATURE : 15°.

Durée de charge : 10 secondes.

Différences de potentiels : V en U. E. S.	Allongements : Δl en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes). $\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}$.
7,75.....	0,62 2,95. 10 ⁻¹¹
9,12.....	0,80 2,90
10,60.....	1,12 3,00
11,90.....	1,33 2,90
13,20.....	1,50 2,70
14,50.....	2,15 3,05

Durée de charge : 30 secondes.

Différences de potentiel : V en U. E. S.	Allongements : Δl en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes). $\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}$.
7,75.....	0,75 3,6. 10 ⁻¹¹
9,22.....	1,05 3,7
13,20.....	1,60 3,8

Les charges s'effectuaient avec mise au sol des arma-

tures (entre deux charges) pendant 1 minute pour la première série de mesures et 2 minutes pour la deuxième.

On voit que les dilatations électriques de l'ébonite, comme celles des autres isolants, sont influencées par la durée de la charge. On retrouve bien sur cet isolant la loi du carré du potentiel à condition, comme pour le verre et la paraffine, de comparer les déformations correspondant aux mêmes durées de charge.

c. Vérification de la proportionnalité entre les déformations électriques et les déformations mécaniques. — Les traitements auxquels je soumis une série de quatre tubes, aussi réguliers que possible et de même provenance, me permirent de faire varier leurs modules dans de larges limites.

Les déformations électriques et mécaniques étaient relevées sensiblement aux mêmes instants. Dans ces deux modes de déformations progressives, les durées de charge étaient de 20 secondes environ.

Je donne ci-dessous : le mode de traitement de la matière et le tableau comparatif des résultats où, dans les cinquième et sixième colonnes, figurent les dilatations électriques et les inverses des modules d'Young ; dans la dernière colonne, j'indique les rapports des allongements aux inverses des modules $\frac{1}{E}$ ⁽¹⁾.

Traitements. — Tube n° 1. Recuit dans la paraffine à 140° pendant 4 heures dans le vide. — N° 2. Même traitement, durée de cuisson : 2 heures. — N° 3. Séjour dans l'éther de pétrole : 15 jours ; desséché dans le vide et paraffiné à 80°. — N° 4. Simple ment paraffiné un an après réception.

(1) Les modules des tubes n° 1 et 2 diffèrent entre eux d'une manière appréciable et notablement du tube n° 3. Ceci peut s'expliquer par la cuisson à la température de 140°, des deux premiers tubes, si l'on admet que ce traitement ait eu pour effet de continuer la vulcanisation inachevée de l'ébonite.

N ^{os} des tubes.	Épais- seurs.	Diamètres intérieurs.	Tempé- ratures.	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{e^2}{V^2}$. (moyennes).	$\frac{1}{E}$.	Rap- ports.
	cm	cm	°			
1..	0,13	1,40	12	5,85.10 ⁻¹²	3,65.10 ⁻¹¹	0,16
2..	0,06	1,42	14	8,85.10 ⁻¹²	4,88.10 ⁻¹¹	0,18
3..	0,12	1,39	18	1,15.10 ⁻¹⁰	5,8.10 ⁻¹⁰	0,19
4..	0,09	1,41	12	8,5.10 ⁻¹²	4,2.10 ⁻¹¹	0,20

La loi des modules n'est pas rigoureusement établie, mais il ne s'ensuit pas pour cela qu'elle n'est pas exacte. En effet, les déformations électriques peuvent dépendre des résidus; or, il est vraisemblable que pour ces quatre tubes les résidus ne sont pas identiques; de plus, les divers traitements subis par la matière ont pu, dans certains cas, modifier la constante diélectrique de l'ébonite, par suite de la substitution partielle de la paraffine au soufre dans l'opération de la cuisson.

Il y a aussi lieu de considérer les erreurs commises sur les mesures des épaisseurs et sur celles des dilatations électriques; ces diverses causes suffiraient à expliquer les écarts.

En comparant les rapports des dilatations aux modules, relatifs à l'ébonite et à la paraffine, on a une nouvelle mais grossière confirmation de la loi; il ne saurait en être autrement à cause des différences essentielles présentées par ces deux substances, au point de vue de leurs qualités diélectriques.

Malgré les écarts atteignant jusqu'à 20 pour 100, on peut considérer la loi comme très probable.

CHAPITRE III.

**Déformations électriques transversales :
les armatures du condensateur ne sont pas en contact
avec l'isolant.**

Si les dilatations sont dues aux pressions électrostatiques, le phénomène perd de son intérêt; pour voir s'il en était ainsi, je soustrayai l'isolant à ces pressions en remplaçant, dans les expériences antérieures, l'eau par l'huile de vaseline.

I. — MONTAGE DU CONDENSATEUR.

Dans le montage, lorsque les axes des armatures ne coïncident pas, il s'exerce entre elles à la charge des attractions non équilibrées, d'où fléchissement des cylindres; dès lors, si des cales isolantes adhèrent à l'armature intérieure et sont en contact avec le tube isolant, comme c'était le cas dans mes expériences et dans celles de M. More ⁽¹⁾ et de M. Ercolini ⁽²⁾, ce défaut de montage occasionne une flexion de l'isolant. J'ai ⁽³⁾ calculé l'effet de cette perturbation pour un décentrage des axes de 0^{mm},1; elle peut entraîner, pour de grandes différences de potentiel, une déformation parasite de même ordre de grandeur que celle prévue.

Pour obvier à cette grave cause d'erreur, je réglai les positions des armatures de telle sorte que la perturbation fût pratiquement sans influence.

Avant les mesures, pour contrôler le centrage des

(1) *Phil. Mag.*, 5^e série, t. L, 1901; 6^e série, t. II et VI, 1901, 1903.

(2) *Il nuovo Cimento*, t. II, 1901.

(3) *Journ. de Phys.*, 1909.

armatures, je fixais le miroir plan, utilisé à la production des franges, au sommet de l'armature intérieure. Si en chargeant le condensateur jusqu'à 7000 volts aucun déplacement des franges n'était observable, on pouvait être certain que la flexion de l'armature n'avait aucune répercussion sur les mesures.

II. — LES RÉSULTATS.

1^o ÉTUDE DU VERRE. — J'opérai sur plusieurs tubes aussi réguliers que possible de 0^{mm},5 d'épaisseur. Les intervalles entre les tubes métalliques et le tube de verre étaient remplis soit d'huile de vaseline, soit d'huile de paraffine. Malgré tout le soin apporté au montage du condensateur, j'ai observé, pour des champs supérieurs à 2,4.10⁵ volts-cm, une contraction toujours accompagnée d'un fort déplacement latéral des franges; ce résultat était très probablement dû à l'attraction des armatures.

J'ai expérimenté ensuite sur des corps plus facilement déformables mécaniquement et aussi meilleurs isolants que le verre; je continuai mes recherches sur la paraffine et l'ébonite.

2^o ÉTUDE DE LA PARAFFINE. — J'ai employé le tube de paraffine déjà utilisé dans le cas où les armatures étaient en contact avec l'isolant, avec comme diélectrique de l'huile de vaseline. Toutes les conditions, de température, de durée et de mode de charge, étaient identiques à celles des premières expériences.

Avec des voltages sensiblement les mêmes, les dilata-tions étaient réduites de moitié.

Pour comparer ces nouveaux résultats aux précédents, il faut ramener les déformations unitaires à l'unité de champ; or, le champ électrostatique dans la paraffine

diffère de celui qui agit dans l'huile, à cause des pouvoirs inducteurs spécifiques inégaux de ces deux milieux.

Calcul du champ dans la paraffine. — En désignant respectivement par $K, K'; H, H'; e, e'$ les pouvoirs inducteurs, les champs et les épaisseurs relatifs à l'huile de vaseline et à la paraffine, on a les deux relations

$$\begin{aligned} (1) \quad & KH = K'H', \\ (2) \quad & V = He + H'e', \end{aligned}$$

obtenues en écrivant : 1^o que le flux d'induction se conserve; 2^o que la différence de potentiel V entre les armatures est constante. D'où H' par élimination de H entre (1) et (2).

Données expérimentales :

Diamètre de l'armature interne.....	mm 12,45
Diamètre de l'armature externe.....	18,1
Épaisseur moyenne e' de la paraffine.....	2
$K = 1,9$ (huile de vaseline) déterminé ultérieurement.	
$K' = 2,3$ (paraffine) (1).	

Les résultats sont consignés ci-dessous, pour 35^{cm} de longueur utile.

Différences de potentiel en U. E. S.	Allongements : Δl en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes). Π' .	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{1}{H'^2}$.
12,6.....	0,20 $\frac{12,6}{0,30}$	9,5. 10 ⁻¹¹
21,5.....	0,55 $\frac{21,5}{0,30}$	9,2
29,5.....	1,10 $\frac{29,5}{0,30}$	9,4

Les dilatations calculées dans ce cas diffèrent environ de 10 pour 100 de celles obtenues lorsque les armatures

(1) La valeur 2,3 est celle trouvée par Boltzmann, nombre très voisin de celui de MM. Pellat et Sacerdote et égal à celui de M. L. Malcès sur l'ozokérite.

(eau) touchaient l'isolant, accord des plus satisfaisants, car ces dernières expériences sont très délicates et les effets à mesurer très petits.

Ce résultat, obtenu dans des conditions différentes, n'est nullement fortuit : en opérant sur un deuxième tube de paraffine, sensiblement de mêmes dimensions, les déformations unitaires différaient seulement de 10 pour 100 environ.

3^o ÉTUDE DE L'ÉBONITE. — Au début de ces recherches, de beaucoup les plus délicates, j'ai éprouvé de grandes difficultés avant d'observer un effet à peu près régulier : en utilisant l'ébonite telle qu'elle m'était livrée, j'observais en chargeant le condensateur, tantôt des contractions, tantôt des dilatations, mais en traitant cette matière comme je l'ai indiqué j'avais un effet positif croissant avec le voltage ; cependant dans quelques cas, pour obtenir le phénomène, le sommet du tube isolant était maintenu par trois petites pointes en os.

Les résultats avec l'ébonite font ressortir l'influence :

- 1^o Du module d'élasticité ;
- 2^o Du champ ;
- 3^o Du mode de traitement de la matière.

a. Influence du module. — Les dilatations, résultats de moyennes, qui figurent dans le Tableau ci-dessous se rapportent à deux tubes d'une longueur efficace de 35^{cm}, le fluide intermédiaire étant de l'air.

Conditions des mesures. — Durée de charge : 20 secondes ; température 15^o, distance des armatures 0^{cm},285.

Pour le calcul des champs, j'ai procédé de la même façon que pour la paraffine, en prenant comme pouvoir inducteur de l'ébonite le nombre 2,9 obtenu ultérieurement sur un autre tube de même provenance.

Numéros des tubes.	Épais- seurs.	Modules d'élasticité $\frac{1}{E}$	Champs H.	Allongements: Δl	
				en $\frac{\lambda}{2}$	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{1}{H^2}$
1.	0 ^{cm} , 14	7,5. 10 ⁻¹⁰	$\frac{9}{0,55}$	0,33	10,6. 10 ⁻¹⁰
			$\frac{11,3}{0,55}$	0,50	9,7
			$\frac{13,7}{0,55}$	0,70	9,1
2.	0 ^{cm} , 12	6,0. 10 ⁻¹⁰	$\frac{12,5}{0,60}$	0,33	6,5. 10 ⁻¹⁰
			$\frac{16,8}{0,60}$	0,62	6,8
			$\frac{22,5}{0,60}$	1,15	7,0

Traitement. — Tubes lessivés dans une solution de carbonate de soude, séchés à l'alcool absolu et étuvés, paraffinés superficiellement dès leur réception.

La loi de proportionnalité, entre les déformations et les inverses des modules d'Young, n'est pas aussi bien vérifiée que lors des premières expériences. Comme d'une part la confirmation de la loi est grossière et se rapporte à deux tubes seulement et que, d'autre part, plusieurs autres échantillons examinés ont donné des résultats encore moins satisfaisants, on ne peut pas répondre de la vérification de la loi dans ce cas.

b. Influence du champ. — Pour faire varier le champ, les intervalles entre l'isolant et les armatures étaient remplis d'huile de vaseline. Pour des durées de charge identiques à celles des expériences précédentes, le condensateur n° 2 a fourni, à la même température, les nombres ci-après :

Différences de potentiel en U. E. S.	Champs.	Δl en $\frac{\lambda}{2}$ (moyennes).	$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{1}{H^2}$.
8,5.....	$\frac{8,5}{0,37}$	0,50	$8,1 \cdot 10^{-10}$
13,9.....	$\frac{13,9}{0,37}$	1,25	7,5
19.....	$\frac{19}{0,37}$	2,40	7,9

Tous les tubes, dans les mêmes conditions, ont donné des résultats analogues : les dilatations, dans le cas où l'on interposait de l'huile de vaseline, étaient toujours supérieures à celles observées avec l'air.

La loi de proportionnalité des déformations aux carrés des champs est moins bien vérifiée qu'avec la paraffine.

c. Influence du traitement de la matière. — J'ai expérimenté sur un tube de 0^{mm},95 d'épaisseur non paraffiné, mais ayant séjourné pendant 8 jours dans l'huile de vaseline. J'ai effectué sur cette ébonite, à 15°, une double série de mesures, les fluides interposés étant l'air et l'huile de vaseline.

La loi du carré du champ se vérifiait au degré de précision des mesures, mais les dilatations de cet échantillon étaient nettement supérieures à celles fournies par les autres tubes traités différemment; ni les différences dans les modules, ni les erreurs des mesures n'ont pu expliquer les écarts. La pénétration de l'huile à l'intérieur de l'ébonite poreuse, en modifiant son hétérogénéité, est une des causes possibles de l'accroissement de la déformation. Quoi qu'il en soit, ces derniers essais montrent combien la dilatation électrique des isolants hétérogènes est compliquée.

III. — RÉSULTATS D'ENSEMBLE.

Avec la paraffine, tout se passe normalement; par la substitution de l'huile de vaseline à l'eau, les déformations croissent comme les carrés des champs. Il en va tout autrement avec l'ébonite : pour ce corps, j'ai bien trouvé la loi simple de proportionnalité entre les déformations et les modules d'élasticité, pour des échantillons soumis au même traitement, mais la loi du carré des champs ne s'applique pas (cas du contact et du non-contact). Ainsi je rappelle que pour les tubes (n° 1) on avait :

$$\frac{\Delta l}{l} \cdot \frac{1}{H^2} = \frac{1}{E}$$

1° Cas du contact (Chap. II, p. 50).	5,85 . 10 ⁻¹²	3,65 . 10 ⁻¹¹
2° Cas du non-contact (Chap. III, p. 55).	9,6 . 10 ⁻¹⁰	7,5 . 10 ⁻¹⁰

En tenant compte de l'influence du module, on trouve des dilatations environ dix fois plus grandes dans le second cas que dans le premier. Cet accroissement énorme de la dilatation se retrouve sur tous les échantillons.

CHAPITRE IV.

 Déformations électriques
dans le sens des lignes de force.

Cette question a provoqué de nombreuses discussions théoriques : les déformations seraient ou positives, ou négatives, suivant les auteurs. Comme aucune ⁽¹⁾ recherche n'avait été entreprise dans cette voie, je me suis

(1) Quand je me suis occupé de la partie bibliographique, de la déformation des diélectriques, laissée de côté jusqu'à la fin de mon travail, je me suis aperçu que M. More (*Phil. Mag.*, t. XII, 1906) avait réalisé quelques expériences à ce sujet. En opérant sur un isolant artificiel, ce physicien trouve cet isolant indéformable.

hasardé à tenter quelques essais dans ce sens malgré les difficultés expérimentales non moins grandes que celles rencontrées dans l'étude précédente : à cause d'abord de la valeur probable beaucoup plus petite de l'effet ; ensuite à cause de la superposition d'effets secondaires au phénomène supposé.

L'étude des déformations transversales avait mis en relief des dilatations proportionnelles aux inverses des modules d'élasticité ; il y avait de fortes présomptions de croire que, si elles existaient, les déformations dans la direction du champ obéiraient à cette loi. Pour cette raison, j'ai choisi le caoutchouc, de préférence à toute autre substance isolante, car cette matière est très facilement déformable.

Dispositif employé. — Sur le fond d'une cuve isolante C (fig. 6) était encastré un disque métallique d , de 15^{cm} de diamètre ; la cuve, pourvue de trois cales en ébonite,

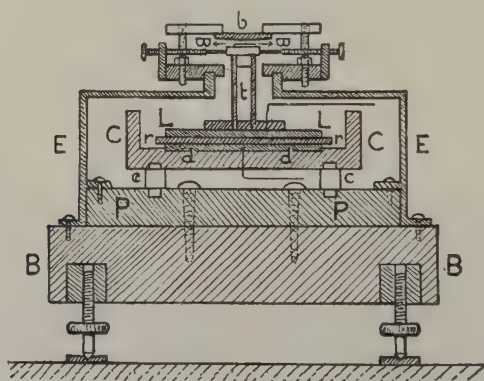


Fig. 6.

reposait sur une épaisse plaque isolante P, laquelle était vissée sur un gros bloc de chêne B, support d'une double équerre en laiton E. Le caoutchouc sous forme de disque r , de 16^{cm} de diamètre, adhéraient à la plaque métallique.

Pour terminer le condensateur on fixait, avec de la paraffine, sur l'autre face de la lame isolante une deuxième plaque en laiton ou une feuille d'aluminium.

Les déformations électriques étaient observées par le déplacement de franges d'interférence ; celles-ci étaient produites entre un plan de verre ω et une lentille plan-concave à long foyer supportée par la double équerre. On fixait le plan de verre à l'extrémité d'un tube d'ébonite épais t enchâssé, le plus souvent, dans la plaque L.

Le condensateur était chargé avec une machine électrostatique.

Mesure des coefficients d'élasticité. — Avec ce dispositif, si l'on prétend montrer une déformation de la matière, sous l'influence du champ, il faut tenir compte de la compression de l'isolant résultant des pressions électrostatiques, d'où la nécessité de déterminer le module d'élasticité de la substance. Pour cette détermination, faite comme dans le cas des déformations électriques, on fixait une couronne creuse en bois remplie de mercure sur l'armature L du condensateur, et l'on déchargeait le disque de caoutchouc par l'écoulement d'un certain point de mercure dans un vase taré; cette opération, d'une durée de 30 secondes, s'effectuait à l'aide d'un siphon.

Charge électrique du condensateur. — La technique adoptée, pour la charge électrique, était celle suivie lors de l'étude des déformations transversales ; la durée de charge était de 30 secondes. J'assignais cette limite à la durée de charge parce que, passé ce temps, le caoutchouc cessait pratiquement de se déformer sous l'action des pressions mécaniques. Les différences de potentiel se déduisaient des longueurs d'étincelles éclatant entre les boules d'un micromètre taré.

Résultats. — J'ai soumis à l'épreuve trois rondelles de

caoutchouc, dont deux vulcanisées, sans charge minérale, et une troisième de gomme pure non vulcanisée.

Les résultats fournis par ces échantillons, de provenances diverses, sont consignés dans le Tableau ci-dessous où les variations unitaires d'épaisseur $\left(\frac{\Delta e}{e}\right)$ sont ramenées à l'unité de champ :

N° des échantillons.	Épaisseurs.	Contractions			Inverses des modules.
		Différences de potentiel en U. E. S.	$\frac{\lambda}{2}$ en (moyennes).	$\frac{\Delta e}{e} \cdot \frac{1}{H^2}$	
1...	0,65	16,4	0,10	7,2.10 ⁻⁹	3,1.10 ⁻⁸
		27,6	0,25	6,4	
		38,3	0,50	6,6	
2...	0,35	16,4	0,15	6,1.10 ⁻⁹	2,8.10 ⁻⁸
		27,6	0,35	5,0	
		38,3	0,65	5,3	
3...	0,30	16,4	0,25	8,3.10 ⁻⁹	4.10 ⁻⁸
		27,6	0,65	7,6	
		38,3	1,10	6,8	

Nota. — 1 (para-normal vulcanisé); 2 (para-normal vulcanisé); 3 (gomme pure non vulcanisée).

De l'examen des contractions observées, la seule loi qui se dégage immédiatement est celle relative aux voltages : *les contractions sont proportionnelles aux carrés des différences de potentiel.*

La loi n'est pas très bien vérifiée, mais étant données la grandeur des déformations à mesurer, la difficulté des mesures et aussi les causes perturbatrices qui peuvent fausser les résultats (par exemple la dilatation possible due à une élévation de température de l'isolant), on peut considérer la loi comme très probable. Toutefois pour le troisième échantillon les résultats sont bien moins satisfaisants, cela peut provenir de ce que la gomme pure est un moins bon isolant que le caoutchouc vulcanisé : je constatai en effet, sur la rondelle n° 3, un énorme résidu persistant à la décharge du condensateur.

Effet dû aux pressions électrostatiques. — En retranchant de la contraction réellement observée l'effet de la compression électrostatique, on devait trouver la valeur de l'effet supposé.

J'ai calculé la variation d'épaisseur provenant de l'attraction des armatures d'après les équations ordinaires du champ, en prenant comme pouvoir inducteur spécifique de tous les échantillons la valeur 4; ce nombre est un maximum car, d'après des mesures ultérieures, il correspond à des durées de charges comprises entre 1 et 2 minutes, temps supérieur à la durée des expériences de déformations électriques (3 secondes). De ce fait, les contractions calculées doivent être un peu trop fortes.

Pour le troisième échantillon, de nature différente des deux autres, comme aucune détermination directe de la constante diélectrique n'a été faite, le calcul est certainement moins exact.

J'ai dressé le Tableau suivant, en rapportant parallèlement les contractions observées et celles dues aux compressions. Dans la deuxième colonne figurent les différences entre les deux contractions :

Nos des disques.	$\frac{1}{E}$	Contractions ($\times 10^{-6}$)			
		Différences de potentiel en U. E. S.	calculées : $\Delta e = \frac{1}{E} K \frac{V^2}{8\pi e}$	observées (en cm).	Différences ($\times 10^{-6}$).
1...	$3,1 \cdot 10^{-8}$	16,4	— 2,5	— 3,0	— 0,95
		27,6	— 5,80	— 7,5	— 1,70
		38,3	— 11,00	— 15,0	— 4,00
2...	$2,8 \cdot 10^{-8}$	16,4	— 3,35	— 4,5	— 1,17
		27,6	— 8,70	— 10,5	— 1,80
		38,3	— 18,70	— 22,5	— 3,80
3...	$4,0 \cdot 10^{-8}$	16,4	— 5,42	— 5,10	+ 0,32
		27,6	— 16,25	— 19,50	— 3,25
		38,3	— 31,20	— 33,00	— 1,80

Pour les deux premiers échantillons, les contractions

observées sont supérieures à celles calculées d'après les pressions électrostatiques; les différences croissent à peu près comme le carré des voltages. Quant au troisième disque, les écarts entre l'observation et le calcul sont de l'ordre de grandeur des erreurs d'expériences. D'ailleurs, ils n'ont rien de systématique, l'effet du champ sur la gomme pure serait ou nul ou plus petit que sur le caoutchouc vulcanisé. Mais avant de conclure dans ce sens, il convient de remarquer que dans les expériences sur cet échantillon, il a pu se superposer au phénomène décelé sur les deux autres un effet thermique, effet dont l'action a pu masquer celle du champ.

Expériences sur le verre. — En opérant sur un disque de verre de 4^{mm} d'épaisseur, aucune déformation n'a pu être observée, même pour un voltage de 50 U. E. S. Dans ce cas, la compression due aux pressions électrostatiques ne pouvait pas être appréciable, car le verre se déforme mécaniquement 40 000 fois moins environ que le caoutchouc; si l'effet du champ varie dans les mêmes proportions, et rien n'autorise à penser le contraire, il est évident qu'avec mon appareil la déformation était inobservable; on ne peut donc rien conclure en ce qui concerne le verre.

Les expériences précédentes, sur les déformations linéaires, ont révélé plusieurs faits nouveaux, entre autres l'influence du module d'élasticité. Mais pour interpréter certaines particularités, en dehors de l'hypothèse fondamentale de Maxwell, il sera nécessaire de faire appel à d'autres considérations.

L'effet des dilatations indépendamment d'autres causes, par exemple celle due aux pressions électrostatiques, peut se traduire par des variations de volume de capacités cylindriques étudiées en particulier par MM. Quincke et Cantone. En comparant, dans l'historique de cette

thèse, les résultats de ces physiciens, j'ai montré qu'ils conduisent à des conséquences contradictoires; il y avait donc intérêt à reprendre cette question. Son étude fait l'objet de la deuxième Partie de ce travail.

DEUXIÈME PARTIE.

ACTION D'UN CHAMP ÉLECTROSTATIQUE SUR LES VARIATIONS DE VOLUME INTÉRIEUR DE CYLINDRES ISOLANTS.

La deuxième Partie de ce travail est divisée en trois Chapitres : dans le premier je fais connaître la méthode de recherche, suivie des résultats déduits des déformations électriques de l'ébonite; le deuxième Chapitre est entièrement consacré à l'étude du caoutchouc vulcanisé; enfin, le troisième Chapitre est réservé à l'étude systématique de très petites déformations mécaniques de ce même caoutchouc.

CHAPITRE I.

I.

Le dispositif employé répondait à un double but : 1^o étude des variations de volume produites par un champ électrostatique, dans le cas d'armatures en contact avec l'isolant; 2^o étude des déformations élastiques causées en général par des pressions mécaniques.

a. DISPOSITIF. — Le tube isolant, soigneusement vaseliné, fermé à une de ses extrémités par un bouchon de paraffine, était mastiqué à l'autre extrémité normale-

ment à un disque épais d'ébonite obturant une longue éprouvette en verre. Le cylindre isolant monté dans une position verticale en occupait la partie centrale; on le rectifiait dans une certaine mesure, en le surchargeant avec une rondelle de plomb fixée à son extrémité inférieure.

Tant pour les mesures électriques que pour les mesures mécaniques, la cavité isolante et l'éprouvette en verre étaient remplies d'eau préalablement bouillie. Afin d'éliminer les dernières bulles d'air, on maintenait le vide au-dessus de l'eau dans les deux vases. Cette opération avait une réelle importance.

En somme, le cylindre isolant, mouillé sur ses deux faces, réalisait un condensateur dont l'eau jouait le rôle d'armatures.

On mesurait les variations de volume intérieur de l'isolant par l'emploi d'un tube capillaire. A cet effet, le capillaire était introduit dans un petit entonnoir en verre rodé intérieurement et soudé au centre d'un bouchon d'ébonite, lequel fermait hermétiquement l'extrémité supérieure du manchon élastique. On pouvait ainsi adapter facilement le capillaire à l'appareil, ce qui rendait possible son nettoyage à volonté.

Les mastiquages et les rodages étaient soignés au point d'assurer une bonne étanchéité.

Pour avoir la part des pressions électrostatiques, dans la déformation globale de l'isolant, il était nécessaire de connaître le module d'Young et le coefficient de Poisson relatifs à la matière, ce qui exigeait deux opérations distinctes. Je mesurai deux variations de volume : 1^o en produisant une pression sur les parois du cylindre; 2^o en exerçant une traction.

L'étude des déformations mécaniques nécessitait un supplément d'installation :

Pour produire une pression, avec un siphon *s* (fig. 7),

traversant le bouchon d'ébonite B sans le toucher, on faisait passer un certain volume d'eau de l'éprouvette E dans un vase taré v. La variation de pression, se déduisait du poids de l'eau écoulée et des diamètres respectifs de l'éprouvette, du tube *t* et du siphon. Quant à l'accroissement de volume intérieur du manchon élastique, il était fourni par la dénivellation lue au capillaire.

La deuxième opération pour être correcte devait s'effectuer sans démonter l'appareil : un petit plateau métallique *p*, suspendu à l'extrémité libre du cylindre, pouvait recevoir à volonté une masse *m*, attachée à un cordon fin *f* s'enroulant sur un système de trois poulies, comme on peut le voir sur le schéma représentatif.

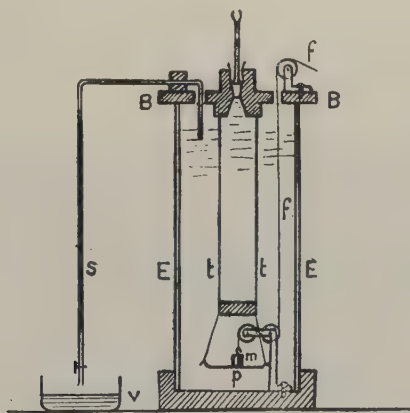


Fig. 7.

Lorsque le niveau dans le capillaire avait pris une position stable, on abandonnait la masse sur le plateau. Après un certain temps, jamais inférieur à la durée de charge fixée par la première opération, condition essentielle, on notait au capillaire la dénivellation.

b. LE CAPILLAIRE. — Observations des déplacements du ménisque. — 1° Il est difficile d'évaluer les déplacements du ménisque dans un tube capillaire : soit à cause des frottements du liquide contre les parois, dont l'importance est grande dans le cas de tubes très fins, soit à cause du vieillissement du ménisque, soit encore par suite d'un manque de soin apporté au nettoyage du tube.

Pour atténuer le plus possible ces causes d'erreurs je choisis un tube, de diamètre assez élevé ($0^{\text{mm}},8$), que je nettoyai souvent et je repérai presque toujours des surfaces fraîches du ménisque.

Le capillaire étant calibré, j'employai la région reconnue la plus régulière.

2° Un verre dépoli illuminé par une lampe électrique éclairait le ménisque. Les déplacements du liquide étaient suivis avec un microscope d'un grossissement tel que 65 divisions du micromètre oculaire correspondaient à 1^{mm} .

c. SOURCE ÉLECTRIQUE. — Mesure des différences de potentiel. — 1° J'employai tout d'abord une petite machine de Voss; par la suite je remplaçai avantageusement cette source, un peu capricieuse, par une dynamo à haut voltage. L'étude des phénomènes en était singulièrement facilitée. J'étais plus sûr des différences de potentiel, lesquelles restaient constantes pendant toute la durée des mesures.

La génératrice est accouplée directement à un moteur asynchrone bobiné, branché sur le réseau de distribution de la ville de Clermont et l'accouplement réalisé par un joint élastique de Raffard. Pour supprimer les étincelles aux balais (afin d'éviter les variations de voltage), la machine est pourvue de pôles de commutation.

Cette source bipolaire à excitation séparée peut fournir 2 kilowatts, sous 5000 volts. En l'absence de

débit, la différence de potentiel peut atteindre jusqu'à 7500 volts.

2° On obtenait des différences de potentiel variables, soit en manœuvrant le rhéostat d'excitation de la dynamo, soit en agissant sur le voltage du circuit des inducteurs. Les différences de potentiel étaient mesurées, en valeur absolue, avec un électromètre de Bichat et Blondlot. La formule qui donnait le voltage V , d'après les dimensions de mon appareil, est en U. E. S.

$$V^2 = p \text{ dynes} \times 3524,$$

où p est la surcharge équilibrant l'attraction du cylindre intérieur.

Pour une charge de 1^{mg}, avec une sensibilité suffisante de la balance de l'électromètre, on observait dans une lunette située à 2^m du miroir une déviation de 10 divisions; or, le $\frac{1}{10}$ de milligramme, pour des potentiels de 15 U. E. S., correspond à des différences de 6 volts, approximation plus que suffisante pour la précision des mesures, car on observait des oscillations de voltage de la machine pouvant atteindre 1 pour 100.

II. — EXPÉRIENCES ESSENTIELLEMENT QUALITATIVES.

Il est superflu de donner les résultats pour chaque cylindre isolant, je rapporte ceux fournis par un seul pris comme type. D'ailleurs ce cylindre est particulièrement intéressant, parce que je l'utilisai 18 mois après dans d'autres mesures, ce qui permettait de suivre l'évolution de la matière au point de vue de son élasticité,

a. RÉSULTATS. — Dimensions du tube: longueur réelle. 50^{cm}; longueur en contact avec l'eau, 35^{cm}; rayon intérieur, $R_i = 0^{\text{cm}},67$; rayon extérieur, $R_e = 0^{\text{cm}},825$. Inverse du module d'Young: $\frac{1}{E} = 3,6 \times 10^{-9}$.

1° La loi du carré des différences de potentiel (la durée de charge étant de 2 secondes pour chaque voltage) s'est trouvée vérifiée avec des écarts un peu inférieurs à 10 pour 100, dans les limites comprises entre 1000 et 2500 volts obtenus avec la machine de Voss.

Si la vérification n'est pas meilleure, cela peut provenir de diverses causes : les durées de charge ne sont pas rigoureusement les mêmes; or, comme on va le voir, cette circonstance a une influence très grande sur la valeur du phénomène; les différences de potentiel ne sont pas déterminées avec une précision suffisante; de plus, le capillaire n'est pas un bon indicateur quand il s'agit d'évaluer des effets de courte durée.

2° Il était à prévoir que le temps de charge devait avoir une influence sur les résultats. L'expérience seule était capable de nous renseigner sur l'importance du facteur temps.

Sur le tube précédent, avec des différences de potentiel correspondant à des distances explosives de 0^{mm},2 et 0^{mm},4, j'avais des déformations, en fonction du temps, consignées dans le Tableau suivant. Dans les deux dernières colonnes, sont inscrits les rapports des variations unitaires de volume ramenés à l'unité de champ, pour des durées de charge égales.

Durées de charge en secondes		Dénivellations en divisions du micromètre.		Rapports $\frac{\Delta U_2 V_1^2}{\Delta U_1 V_2^2}$
pour $V_1=5,4$ U.E.S.	pour $V_2=8,4$ U.E.S.	ΔU_1	ΔU_2	
2	2	15	34	0,92
3,5	3,5	19	46	0,98
9	9	23	55	0,98
12	12	24	62	1,04
40	40	30	71	0,96
60	60	31	72	0,94

L'examen de ce Tableau conduit aux résultats suivants :

1^o La loi du voltage est vérifiée d'une façon assez satisfaisante, à condition de considérer des déformations de même durée.

2^o Les variations de volume, rapides au début, tendent vers une limite atteinte très sensiblement après 60 secondes de charge.

3^o La grandeur du phénomène, dans l'intervalle 2 — 60 secondes, a doublé.

On se trouve donc en présence d'un phénomène qui dépend énormément du temps.

L'effet transversal et les pressions électrostatiques ont certainement une influence dans la variation de volume des cavités. Mais quelle est la part qui revient à chacune de ces causes ? Pour décider du rôle des pressions électrostatiques, j'effectuai une nouvelle série d'expériences.

b. ACTION DES PRESSIONS ÉLECTROSTATIQUES. — Un tube d'ébonite, de 0^{mm},8 d'épaisseur, était inséré entre les cylindres métalliques de l'appareil utilisé lors de l'étude des déformations transversales (*fig. 1*).

J'employai une seule différence de potentiel, (550 volts), prise sur la ligne alimentant les tramways de la ville de Clermont-Ferrand.

Première expérience. — On remplissait d'huile de vaseline les intervalles entre les cylindres métalliques et l'isolant, et pour faciliter les déplacements du ménisque dans le capillaire, l'huile de vaseline était surmontée d'une couche de benzine. Dans cette expérience, les pressions électrostatiques sont très réduites, l'action des dilations transversales doit seule intervenir dans la variation de volume.

Après une charge de 2 secondes j'observai, au micro-

slope, une dénivellation du ménisque égale à une division du micromètre oculaire.

Deuxième expérience. — Sans démonter l'appareil, on remplaçait l'huile de vaseline par de l'eau; de la sorte l'eau et le cylindre métallique intérieur jouaient le rôle d'armatures de ce nouveau condensateur.

Avec cette disposition, les pressions électrostatiques s'exerçaient presque exclusivement sur la paroi externe de l'ébonite; si ces pressions produisent une action prédominante, en chargeant le condensateur on devait noter une diminution de volume intérieur. J'avais en effet, pour une même durée de charge, une déformation de signe contraire et environ 10 fois plus grande que celle notée dans la première expérience.

Il est très important de remarquer que la variation de l'effet avec le temps ne peut être attribuée à une dilatation thermique; en effet, s'il en était ainsi, la déformation aurait dû passer par un maximum puis décroître, ce qui est contraire à l'observation.

Troisième expérience. — Les intervalles étaient remplis d'eau privée de bulles d'air. En chargeant ce condensateur, je constatai une dilatation : ceci s'explique, car dans cette expérience les pressions électrostatiques s'exerçaient à la fois sur les deux faces de l'isolant; comme les pressions internes sont supérieures, il devait en résulter un accroissement de volume augmenté de l'effet produit par les dilatations transversales. Ainsi j'avais des dénivellations quatre fois plus grandes que dans la première expérience.

Dans les deux derniers cas, les déformations sont beaucoup plus fortes que dans le premier où les dilatations transversales agissent seules.

Ces expériences montrent bien le rôle important joué par les pressions électrostatiques dans la variation de volume des cavités.

III. — ÉTUDE PLUS PRÉCISE DES DÉFORMATIONS D'UN CYLINDRE D'ÉBONITE.

Le tube sur lequel j'opérai était celui utilisé dans les premiers essais, 18 mois auparavant. Pendant ce long intervalle de temps, pour éviter la flexion du tube j'avais eu soin de le loger dans un cylindre d'acier rectifié. Sans le soumettre à un nouveau traitement, après l'avoir vaseliné intérieurement et extérieurement, je le montai dans la grande éprouvette en verre.

a. MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE ET RÉSULTATS. — On procédait aux mesures plusieurs heures après l'installation complète de l'appareil en ayant soin, avant chaque observation, de faire osciller le liquide dans le capillaire. Sans exciter le champ, j'observais un très petit déplacement du ménisque dont je tenais compte dans la mesure des dénivellations.

Deux opérateurs étaient nécessaires : l'un s'occupait exclusivement des pointés, l'autre relevait le temps donné par un chronomètre au $\frac{1}{5}$ de seconde et inscrivait les résultats.

La dynamo était lancée et l'excitation réglée de façon à obtenir un voltage choisi à l'avance. A un instant donné, on reliait la source aux armatures du condensateur; on notait, dès le début de la charge, à intervalles aussi rapprochés que possible, les positions successives du ménisque pendant une minute; puis, sans interruption, on déchargeait brusquement le condensateur et l'on suivait de même la marche inverse du ménisque.

Je donne ci-après, pour les différences de potentiel de 1440 volts et de 2500 volts, les variations de volume en divisions du micromètre se rapportant à la charge et à la décharge.

Différences de potentiel :				
Temps en secondes.	1440 volts.		2500 volts.	
	Charge. Moyennes des déni- vellations.	Décharge. Moyennes des déni- vellations.	Charge Moyennes des déni- vellations.	Décharge. Moyennes des déni- vellations.
5.....	2,0	2,2	6,4	6,3
15.....	3,6	3,8	10,9	10,8
25.....	4,35	4,7	12,7	12,4
40....	4,7	4,75	13,9	13,1
60.....	4,9	4,75	14,6	13,5

Comme précédemment l'effet croît, d'abord rapidement, puis lentement, et paraît tendre vers une limite qui n'est pas encore atteinte 1 minute après la mise en circuit.

Les nombres ci-dessus montrent en outre que les régimes de charge et de décharge, pour des durées égales, ne sont pas identiques. A la décharge, la cavité cylindrique conserve une déformation résiduelle d'environ 8 pour 100 de la déformation totale.

On retrouvera ce fait, à un degré moindre cependant, dans le cas du caoutchouc.

b. LOI DU CARRÉ DES DIFFÉRENCES DE POTENTIEL. —

Dans ces dernières expériences, les déformations sont beaucoup plus petites, partant plus difficiles à mesurer exactement. Cependant la loi est vérifiée avec une meilleure approximation, probablement parce que les voltages sont mieux connus et les temps mieux définis.

c. EFFET DU VIEILLISSEMENT DE LA MATIÈRE. — Les variations unitaires de volume (rapportées à l'unité de champ), relevées sur le même tube, ne représentaient plus que le cinquième de celles notées 18 mois auparavant. Mais, en mesurant les paramètres élastiques : inverse du

module d'Young et coefficient de Poisson de l'ébonite vieillie, je trouvai

$$\frac{1}{E} = 6,1 \cdot 10^{-10} \quad \text{et} \quad \sigma = 0,31.$$

Ces nombres se rapportent à des variations de volume mesurées 25 secondes après l'application de la charge. D'autre part, la méthode directe de traction avait donné pour ce tube, à la suite des premières mesures de déformations électriques,

$$\frac{1}{E} = 3,6 \cdot 10^{-9}.$$

D'où, pour le rapport des inverses des modules, 0,17, nombre voisin de 0,14 représentant le rapport des déformations électriques considérées aux époques 3,5 et 5 secondes. Ce rapprochement suffit, au moins approximativement, à expliquer l'énorme réduction des déformations.

d. CAUSES APPARENTES DES VARIATIONS DE VOLUME.

— Jusque'ici l'étude expérimentale a révélé deux causes de déformations : une dilatation transversale à laquelle s'ajoute l'action des pressions électrostatiques, dans le cas où l'on mesure des variations de volume.

J'ai cherché à établir, en calculant les effets produits par ces deux causes, s'il est possible de rendre compte des déformations de l'ébonite.

CALCUL : 1° *Effet des pressions électrostatiques.* — Pour le calcul de cet effet, j'ai utilisé les formules classiques de l'élasticité ⁽¹⁾. Dans le cas des pressions électrostatiques on a, après réductions,

$$(1) \quad \frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{E} \frac{2(1 + \sigma)(P_e - P_i) \frac{R_e^2 R_i^2}{r^2}}{R_i^2 - R_e^2},$$

(1) JAMIN et BOUTY, *Cours de Physique*, t. I, 2^e fascicule, p. 397.

où

$$(2) \quad P_e - P_i = - \frac{KV^2}{8\pi e^2} \left[1 - \frac{R_i^2}{(R_i - R_e)^2} \right],$$

Soient L la longueur du cylindre armé et Δl la dénivellation du liquide dans le capillaire, dont ε est le rayon; on peut, après avoir exprimé U et ΔU par ces éléments, expliciter Δl de (1) en tenant compte de (2),

$$(3) \quad \Delta l = \frac{1}{E} \frac{R_i^2 L}{\varepsilon^2} \frac{KV^2 2(1 + \sigma) \left(1 + \frac{R_i^2}{R_e^2} \right) \frac{R_i^2 R_e^2}{r^2}}{8\pi e^2 (R_e^2 - R_i^2)}.$$

Calcul numérique de Δl . Données : rayon intérieur $R_i = 0^{\text{cm}},67$; rayon extérieur $R_e = 0^{\text{cm}},825$; longueur utile $L = 35^{\text{cm}},2$. Rayon du capillaire $\varepsilon = 0^{\text{cm}},0405$; $\frac{1}{E} = 6,1 \times 10^{-10}$; $\sigma = 0,31$.

J'ai pris pour ce calcul comme constante diélectrique de l'ébonite la valeur 3 ⁽¹⁾; on a pour Δl

$$(\Delta l)_{\text{cal.}} = 4,67 \cdot 10^{-3} \text{ cm.}$$

Pour que la comparaison de la valeur calculée à la valeur observée ait quelque sens, si l'on admet comme causes des déformations électriques des actions purement mécaniques, on doit évidemment considérer comme dénivellation celle relative à une durée de charge, de 25 secondes, durée qui a servi de base à la détermination du module variable de l'ébonite. Pour cette durée, sous la différence de potentiel de 2500 volts, j'observais une dénivellation $(\Delta l)_{\text{obs.}}$ de 12,7 divisions du micromètre, ou en centimètres

$$(\Delta l)_{\text{obs.}} = 1,95 \cdot 10^{-2} \text{ cm,}$$

c'est-à-dire un nombre quatre fois trop grand environ.

⁽¹⁾ Ce nombre approché est intermédiaire entre ceux trouvés (2,8) par M. L. Maclès et (3,15) par Boltzmann; il est très voisin de (2,94), nombre obtenu par MM. Pellat et Sacerdote.

2° *Effet de la dilatation transversale.* — La répercussion de la dilatation électrique, sur les variations de volume, ne doit faire aucun doute.

A la suite de l'étude de l'effet transversal, on peut considérer la dilatation comme résultant d'une *traction mécanique*, dont l'expression serait $\frac{KV^2}{8\pi e^2}$, par unité de surface. Ceci n'est pas exact en ce qui concerne l'ébonite : pour ce corps, lorsque les armatures sont en contact avec l'isolant, les déformations réelles surpassent de 40 pour 100, environ, les dilatations calculées d'après cette valeur de la *traction*.

En calculant la *traction* T qui agissait sur le tube isolant, en tenant compte de cette circonstance, on trouve : $T = 469$ dynes. Il en résulte une variation unitaire de volume $\left(\frac{\Delta U}{U}\right)$ donnée par l'expression

$$(4) \quad \frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{E}(1 - 2\sigma)T.$$

On déduit de (4), pour la dénivellation (Δl) correspondante,

$$(5) \quad (\Delta l)_1 = \frac{R_f^2 L}{\varepsilon^2} \frac{1}{E}(1 - 2\sigma)T.$$

ce qui donne, tous calculs faits,

$$(\Delta l)_1 = 1,09.10^{-3} \text{ cm},$$

d'où, pour les deux effets réunis,

$$\Sigma(\Delta l) = (4,67.10^{-3} + 1,09.10^{-3}) \text{ cm} = 5,76.10^{-3} \text{ cm}.$$

Même en totalisant les deux effets, il y a encore disproportion entre l'observation et le calcul.

D'après ce résultat, on serait conduit à admettre que d'autres causes interviennent dans la déformation. Dans la troisième Partie de cet exposé, j'essaierai de montrer que les deux causes envisagées sont seules en jeu.

CHAPITRE II.

Variations de volume
de cavités cylindriques de caoutchouc.

MM. Kortweg et Julius ⁽¹⁾ avaient vérifié très grossièrement, sur le caoutchouc, la loi du carré des différences de potentiel; les écarts à la loi étaient parfois supérieurs à 40 pour 100.

On pouvait donc supposer qu'aux déformations électriques se superposaient des effets secondaires; aussi, avant d'entreprendre des mesures plus complètes et plus soignées, pour m'assurer si les déformations électriques du caoutchouc ne présentaient par quelques irrégularités, j'expérimentai sur plusieurs échantillons de cette substance. En opérant avec des voltages compris entre 700 et 1800 volts (MM. Kortweg et Julius employaient des différences de potentiel dix fois plus fortes), la loi se vérifiait avec des écarts oscillant entre 5 et 10 pour 100. L'allure du phénomène est la même qu'il s'agisse de l'ébonite et du caoutchouc.

Si pour ces deux isolants on construit les courbes des déformations en fonction du temps, relatives à la charge et à la décharge, on trouve qu'elles ne sont pas superposables; le résidu à la décharge est moins accentué avec le caoutchouc.

I. — ÉTUDE QUANTITATIVE.

a. Dispositif. — Le dispositif ne différait pas de celui adopté dans l'étude de l'ébonite. Le manchon de caoutchouc (chambre à air de bicyclette en para normal, sans charge minérale) était obturé à son extrémité inférieure par un bouchon de paraffine de 6^{cm} de longueur; on le lestait par une rondelle en plomb pesant environ 50^g. Pour

(¹) *Loc. cit.*

prévenir la pénétration du caoutchouc par l'eau, on le vaselinait intérieurement et extérieurement.

Comme dans la plupart des expériences antérieures, l'eau privée de bulles d'air jouait le rôle d'armatures. Le capillaire servant aux mesures, d'un diamètre de 1^{mm},66, pouvait s'adapter facilement à l'appareil.

Ce dispositif, en somme, était l'équivalent d'un thermomètre à gros réservoir. A cause de sa grande sensibilité, il était nécessaire de le protéger contre le rayonnement extérieur; pour cela, on entourait l'éprouvette en verre de plusieurs couches de feutre épais et on l'introduisait à l'intérieur d'un long cylindre, en terre cuite, fermé par le bas.

On établissait une communication permanente entre deux fils métalliques immergés l'un dans l'éprouvette en verre, l'autre à l'intérieur de la paroi isolante et un commutateur à bascule très bien isolé; les dispositions étaient telles, qu'on pouvait réunir les deux prises de potentiel respectivement aux deux pôles de la source ou les relier entre elles.

b. Mise en marche d'une expérience, mesures. — On fixait le thermomètre condensateur sur un fort bloc en chêne pourvu de trois vis calantes.

Deux personnes étaient indispensables pour conduire les opérations : l'une, s'occupant uniquement des pointés, arrivait avec un peu d'habitude, en évaluant le cinquième de division du micromètre oculaire, à préciser l'ascension dans le capillaire à trois ou quatre microns près; l'autre notait le temps et les déformations, elle indiquait à la première l'instant où elle devait faire les pointés.

Après s'être assuré de la constance du niveau dans le capillaire, simultanément on mettait en marche le chronomètre et l'on chargeait le condensateur. La charge terminée, sans interruption, le condensateur était mis en décharge.

On commençait les mesures 1 jour après le montage définitif de l'appareil; le caoutchouc avait pris dès lors une stabilité suffisante pour permettre de bonnes mesures : on n'était nullement gêné par les déformations ultérieures d'ordre mécanique du manchon élastique, lequel continuait à se déformer pendant quelque temps après le montage.

J'utilisais les différences de potentiel suivantes :

550, 1240, 1800, 2520 volts,

déduites de moyennes de mesures faites avant la charge et après la décharge.

II. — RÉSULTATS.

a. Les déformations étaient relevées à potentiel constant :

1° Toutes les expériences antérieures ont montré que les variations de volume des cavités sont fonction du temps; aussi, dans la mesure du possible, je notais avec soin les dénivellations pour des durées de la charge ni trop longues, ni trop courtes : pour des durées trop courtes, 1 à 2 secondes par exemple, il y aurait eu imprécision dans la détermination des temps et des dénivellations. Les observations étaient faites 5 et 120 secondes après l'excitation du champ. Comme en témoignent les résultats ci-dessous, après une charge prolongée pendant 120 secondes, la déformation était sensiblement achevée.

Différences de potentiel: V en U. E. S.	Durées de charge:		$\frac{\Delta}{V^2}$	
	5 secondes.	120 secondes.		
	Dénivellations Δ .		pour	pour
	5 secondes.	120 secondes.	5 secondes.	120 secondes.
	mm.	mm.		
1,83....	0,040	0,051	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,52 \cdot 10^{-3}$
4,13....	0,190	0,262	1,12	1,53
6,00....	0,380	0,540	1,05	1,49
8,40....	0,707	1,043	1,02	1,47

Les valeurs du rapport $\frac{\Delta}{V_2}$, consignées dans l'avant-dernière colonne, montrent une décroissance systématique de ces nombres.

Cette décroissance peut s'interpréter par ce fait que, pour les corps à élasticité retardée, la force étant supprimée, la matière met un certain temps pour atteindre sa forme limite.

Or, j'établirai par la suite, en étudiant les propriétés élastiques du caoutchouc, même pour de très petites déformations comme c'est le cas ici, que ce retard est très nettement accusé; il l'est d'autant plus que l'amplitude de la déformation est plus grande. Cette remarque justifierait les résultats de mes observations sur les déformations électriques du caoutchouc, si ces déformations sont uniquement dues à des actions mécaniques, comme je chercherai à l'établir.

Comme la loi du carré des voltages ne se vérifiait pas dès le début de la charge, j'effectuai de nouvelles mesures en vue de déterminer à partir de quel moment la loi commençait à se vérifier.

En employant comme potentiels 1240 et 2520 volts, je suivais la marche du phénomène, tout d'abord, à des intervalles de temps aussi rapprochés que le permettait l'emploi du capillaire.

Les résultats figurent dans le Tableau ci-après; ils représentent la moyenne des nombres fournis par plusieurs mesures.

Différences de potentiel :				
Temps en secondes.	1240 volts.		2520 volts.	
	Dénivellations Δ (en mm).	$\frac{\Delta}{V^2}$.	Dénivellations Δ (en mm).	$\frac{\Delta}{V^2}$.
5.....	0,198	$1,16 \cdot 10^{-3}$	0,700	$0,99 \cdot 10^{-3}$
10.....	0,218	1,28	0,798	1,14
15.....	0,230	1,35	0,882	1,25
30.....	0,240	1,40	"	"
45.....	0,246	1,44	0,972	1,38
90.....	0,258	1,51	1,05	1,48
120.....	0,262	1,53	1,10	1,56

De ces nombres il ressort que dès le début de la charge, pour des temps correspondants, les rapports $\frac{\Delta}{V^2}$ ne concordent pas mais les écarts s'estompent vers la 15^e seconde, à partir de la 45^e seconde et peut-être aussi dans l'intervalle 15-45 secondes, la loi se vérifie jusqu'à la 120^e seconde.

Les variations relatives de volume correspondant à la différence de potentiel la plus faible, eu égard à la loi, sont toujours plus grandes jusque vers la 45^e seconde; mais ce résultat peut s'expliquer : avec la différence de potentiel de 1240 volts, l'amplitude de la déformation doit, en concordance avec la loi, être environ 4 fois moindre qu'avec 2520 volts; par suite, l'équilibre entre les actions déformantes et les réactions élastiques peut s'opérer plus rapidement pour des champs faibles.

b. HYSTÉRÉSIS. — Les expériences antérieures ont révélé un retard, très notable, entre les déformations et l'application du champ; ce retard avec le caoutchouc peut atteindre 120 secondes et peut-être davantage.

Parmi les phénomènes présentant le caractère d'hystérésis, il en est un particulièrement connu des électriciens, c'est celui de l'aimantation : lorsqu'on parcourt un cycle, à une même valeur du champ correspondent deux valeurs de l'aimantation, mais ce résultat est indépendant de la

vitesse de variation cyclique; c'est donc tout autre chose qu'un retard de l'effet sur la cause.

En général, quand, dans une déformation cyclique, les courbes d'aller et de retour ne se superposent pas, on dit qu'il y a *hystérésis*; en outre, si la fixation de ces courbes est indépendante du temps, on a affaire à l'*hystérésis proprement dite*; dans le cas contraire, l'*hystérésis* est dite *visqueuse*, la déformation est permanente. Il y a encore *hystérésis* si les déformations sont parfaitement élastiques, mais à élasticité retardée; on les désigne alors sous le nom de déformations à *réactivité*.

Si dans mes expériences il ne s'agissait que de déformations dues à des actions mécaniques proprement dites, la question d'*hystérésis* pourrait être plus facilement tranchée; mais les déformations observées ici sont plus complexes et ont pour origine des causes électriques, il est donc plus difficile de se prononcer. Je tenterai cependant d'apporter un *peu* de clarté dans cette question délicate, en me basant sur mes observations.

Avec le dispositif des expériences antérieures, je suivais sans interruption les diverses phases de la déformation se rapportant à la charge et à la décharge de même durée. La seule différence de potentiel utilisée était de 1230 volts.

Plusieurs mesures répétées dans les mêmes conditions, et séparées par des intervalles de temps d'au moins 5 minutes, ont donné des résultats concordants. Le Tableau ci-dessous contient les moyennes des observations :

Temps en secondes.	Charge. Dénivellations (en mm).	Temps en secondes.	Décharge. Dénivellations (en mm).
5.....	0,194	10.....	0,204
10.....	0,215	20.....	0,224
15.....	0,228	30.....	0,232
45.....	0,244	40.....	0,238
90.....	0,260	60.....	0,245
120.....	0,263	100.....	0,255
		120.....	0,256

B.

6

Le rapprochement des dénivellations globales, relatives à la charge et à la décharge, montre qu'à la décharge le manchon élastique ne reprend pas sa forme d'avant la charge, il y a un résidu. Pour les déformations rapportées ici, ce résidu est petit, environ 2 pour 100; mais pour d'autres échantillons j'enregistrais une déformation persistante d'au moins 5 pour 100.

c. CAUSES POSSIBLES DU RÉSIDU. — On pourrait prétendre que l'effet résiduel est dû à une cause thermique ayant comme origines, soit la chaleur de Joule, soit l'effet Siemens (déformations des molécules de l'isolant), soit encore un échauffement résultant d'une transformation adiabatique, ou à la somme de tous ces effets.

Quelles que soient les causes des variations de température des isolants, les effets calorifiques n'ont été réellement constatés que sur des condensateurs chargés et déchargés un très grand nombre de fois par seconde. Ce résultat aurait pu me suffire pour réfuter l'idée que le résidu pouvait provenir de telles perturbations; mais, à l'aide d'expériences de contrôle, on peut calculer les erreurs qu'entraînent deux de ces effets : la chaleur de Joule et l'effet dû à une transformation adiabatique.

1° *Effet Joule*. — On insérait dans le circuit de la dynamo à haut voltage et du condensateur un galvanomètre de Desprez-d'Arsonval bien isolé. Avec une différence de potentiel de 5000 volts, aux bornes de la génératrice, le galvanomètre accusait un courant d'une intensité de $3,5 \cdot 10^{-8}$ ampère, d'où l'on déduit pour la résistance apparente du caoutchouc

$$R_w = \frac{5000}{3,5 \cdot 10^{-8}} = 136 \cdot 10^3 \text{ mégohms.}$$

Pour la différence de potentiel de 2500 volts, pendant un temps de 120 secondes (différence de potentiel et

durée maxima d'une expérience de déformation), la chaleur de Joule mise en jeu a dès lors pour valeur

$$\mathcal{Q} = \frac{V^2 t}{R J} = 0,13 \cdot 10^{-2} \text{ cal-gr.}$$

En déterminant respectivement la chaleur spécifique, la masse et la densité du caoutchouc, j'ai trouvé les nombres

$$c = 0,48, \quad M = 32^g, \quad d = 0,97;$$

d'où, pour la variation de température correspondant à ce dégagement de chaleur,

$$dt = \frac{\mathcal{Q}}{Mc} = \frac{0,13 \cdot 10^{-2}}{32 \times 0,48} = (8,5 \cdot 10^{-5})^{\circ}.$$

Et en utilisant le coefficient de dilatation cubique du caoutchouc tendu $\chi = 6,80 \cdot 10^{-4}$, déterminé par Lebedeff ⁽¹⁾, on a pour la variation de volume attribuable à l'effet Joule

$$\Delta U = U^c \times \chi dt = 203 \times 6,86 \cdot 10^{-4} \times 8,5 \cdot 10^{-5} = 1,19 \cdot 10^{-5}.$$

Ce qui correspondait, environ, à une dénivellation de $\frac{5}{1000}$ de millimètre dans le capillaire. La correction à apporter, de ce fait, eût été à peine supérieure aux erreurs d'observation. En outre, par suite du contact eau-caoutchouc, une portion des calories se diffuse au sein de l'eau qui se dilate, d'où une erreur de sens contraire de la précédente.

L'effet Joule ne suffit donc pas à rendre compte du résidu.

2° *Transformation adiabatique.* — En chargeant brusquement un condensateur à température et à pression constantes, il doit être le siège d'un échauffement. M. Leduc ⁽¹⁾ démontre, en effet, que pour une charge

(1) *J. d. russ. Chem. Ges.*, t. XIII, *Phys. th.*, p. 246.

adiabatique on a

$$0 = c dT + \frac{T}{J} \frac{\partial c}{\partial T} V dV,$$

d'où

$$c \int_T^{T+\theta} dT = - \frac{T}{J} \int_0^V \frac{\partial c}{\partial T} V dV,$$

θ étant l'élévation de température très faible.

En considérant $\frac{\partial c}{\partial T}$ comme pratiquement indépendant de ν , il vient

$$\frac{c}{J} \frac{T + \theta}{T} = - \frac{T}{Jc} \frac{\partial c}{\partial T} \frac{V^2}{2},$$

ce qui peut s'écrire finalement

$$\theta = - \frac{T}{JD\gamma} \frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial T} \frac{CV^2}{2(\nu' - \nu)} = - \frac{Tk}{J\gamma D},$$

où D et γ sont la densité et la chaleur spécifique du diélectrique, $(\nu - \nu')$ son volume, $\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial T} = k$ désignant le coefficient de température.

Si les éléments mènent défaut pour appliquer cette relation au cas du caoutchouc, je peux toutefois calculer l'effet de la compression adiabatique provenant des pressions électrostatiques.

On trouve ⁽²⁾, pour une compression adiabatique δp , une variation de température δt dont l'expression dans le système kilogrammètre est

$$\delta t = \frac{1}{\rho_0} T \frac{\alpha}{Jc} \delta p.$$

Dans cette expression, ρ_0 représente la densité à 0° , T la température absolue, α le coefficient de dilatation cubique à pression constante, J l'équivalent mécanique et c la chaleur spécifique à pression constante.

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

⁽²⁾ JAMIN et BOUTY, *Cours de Physique*, t. II, 3^e fascicule.

Avec 2500 volts, en prenant $K = 2,6$ pour calculer les pressions électrostatiques, on trouve comme valeur numérique de δt

$$\delta t = (14 \cdot 10^{-6})^0.$$

Or, la variation de volume déjà négligeable pour une élévation de température de $(8,5 \times 10^{-5})^0$ le sera *a fortiori* pour $(14 \cdot 10^{-6})^0$.

Il faut donc chercher ailleurs l'explication de l'effet restant.

Avec des durées de charge de plus en plus réduite, j'observais des résidus de plus en plus accusés. Cette constatation pourrait permettre, qualitativement, l'explication du résidu. En effet, en admettant que la déformation n'ait pas atteint son maximum et qu'elle se poursuive après suppression de la charge, il y aurait eu, au moment de la décharge, d'une part continuation de la défor-

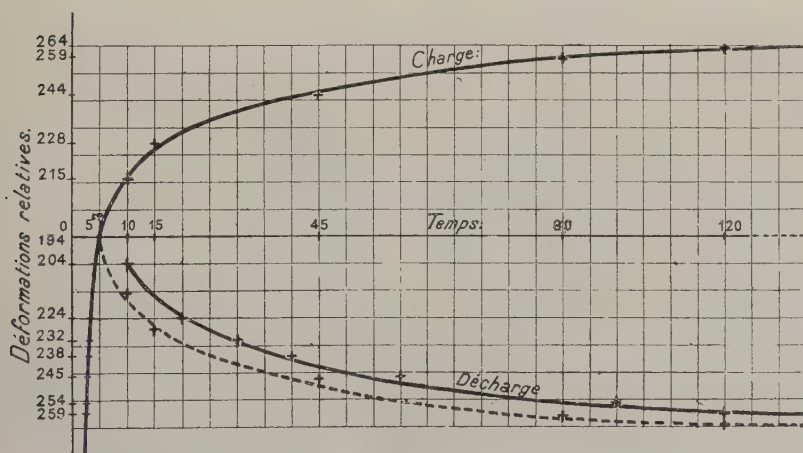


Fig. 8.

mation, d'autre part retour à la forme initiale; c'est la résultante de ces deux effets, de sens contraire, qu'on aurait enregistré pendant la décharge. Pour cette raison,

les résultats ci-dessus ont pu être influencés dans ce sens.

Pour rendre plus saisissants les effets de la charge et de la décharge, j'ai construit les courbes de déformations relatives, en fonction du temps pris comme abscisses; les ordonnées positives figurant les variations de volume corrélatives de la charge, celles négatives se rapportant à la décharge.

La courbe en pointillés est symétrique de celle relative à la charge. On voit, sur ce graphique, que les deux courbes sont à peu près superposables vers la 30^e seconde; dès cet instant, l'identification approchée se continue jusqu'à la fin. On constate néanmoins, vers la 120^e seconde, le résidu dont j'ai essayé une interprétation.

d. VISCOSITÉ DIÉLECTRIQUE DU CAOUTCHOUC. — Les déformations retardaient énormément sur les champs. Ce retard pouvait être dû : 1^o à l'élasticité imparfaite de la matière; 2^o à une *polarisation* de l'isolant, ou à ces deux causes réunies. La deuxième cause paraissait vraisemblable car, dans son Mémoire sur le mica, M. Bouty, en parlant de la charge lente d'un condensateur, s'exprime ainsi : « Il est naturel d'écarter toute idée de pénétration et d'expliquer les résidus par un retard de la polarisation analogue aux retards que l'on observe pour d'autres phénomènes physiques, en particulier dans l'étude de l'élasticité. »

Mais l'étude seule des déformations électriques était insuffisante pour élucider cette question. Il fallait chercher en déformant mécaniquement le caoutchouc quelle pouvait être la durée de très petites déformations. Une simple comparaison avec les retards, constatés dans le cas des déformations électriques, permettrait de justifier l'hypothèse d'une viscosité diélectrique.

L'étude de très petites déformations mécaniques du caoutchouc fait l'objet du Chapitre qui suit.

CHAPITRE III.

 I. — MÉTHODE ET APPAREIL EMPLOYÉS POUR PRODUIRE
DE TRÈS PETITES DÉFORMATIONS MÉCANIQUES. MESURES.

Je déformai le caoutchouc par des pressions mécaniques latérales analogues aux pressions électrostatiques.

Le manchon élastique étant monté comme pour les mesures électriques, si l'on provoque brusquement, ou d'une façon continue, une ascension ou une dépression très petite de l'eau dans l'éprouvette en verre, il s'ensuit une déformation de caoutchouc.

a. Appareil. — Un petit orifice O, pratiqué dans une couronne d'ébonite [figure ci-dessous (2)], établissait une

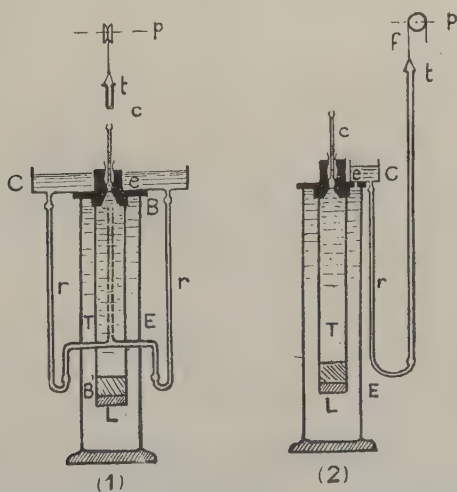


Fig. 9.

communication entre l'éprouvette E et une cuve rectangulaire C de 156cm^2 de section soudée sur le couvercle c. On faisait varier le niveau de la nappe liquide dans la

cuve, en la reliant à un tube de verre vertical t de 35^{cm} de longueur et 1^{cm},67 de section, au moyen d'un double raccord de caoutchouc r épais, mais souple.

Pour soulever le tube en verre, on le suspendait à un fil métallique fin f , fixé au chariot d'une machine à diviser et s'enroulant sur la gorge d'une poulie mobile p très légère. Par le jeu de la machine à diviser, le vase communicant se déplaçait verticalement, et un certain volume du liquide s'écoulait d'un vase dans l'autre.

L'eau remplissait entièrement l'éprouvette et partiellement les vases communicants.

Ce piézomètre était solidement fixé sur une forte dalle en pierre de Volvic; la machine à diviser reposait sur une table massive bien horizontale.

b. Marche d'une expérience. — Un aide faisait progresser la vis d'entraînement du chariot et, en 40 secondes, arrivait à effectuer quarante tours de vis à 1 ou 2 secondes près. Un observateur suivait, au microscope, les déplacements du ménisque et inscrivait les pointés à intervalles réguliers.

Je m'étais assuré tout d'abord, par une expérience de contrôle, que la déformation du raccord en caoutchouc (par suite de la manœuvre du tube en verre t) n'entraînait aucune perturbation.

c. Grandeur des pressions mécaniques exercées. — Si l'on désigne par $\frac{s}{S}$ le rapport des sections des vases communicants, en soulevant le tube d'une hauteur H , le niveau dans la cuve s'élevait de $\frac{s}{S} \cdot H$ était évaluée avec précision par le déplacement du chariot de la machine à diviser. Un déplacement de 2^{cm} du tube t correspondait à 40 tours de la machine à diviser, d'où une dénivellation de 0^{mm},213 dans la cuve.

II. — DÉFORMATIONS CYCLIQUES.

AMPLITUDES DES DÉFORMATIONS, DURÉES DES CYCLES. RÉSULTATS.

a. Les pressions totales atteignaient $1/40$ dynes par centimètre carré.

Les charges imposées au tube élastique, sous forme cyclique, étaient réalisées de deux façons différentes :

1° Les pressions, progressivement croissantes, s'effectuaient avec arrêts; après chaque déplacement du tube de verre t , les dénivellations, dans le tube capillaire, étaient notées à intervalles réguliers. La décharge s'opérait de la même façon, on repérait les dénivellations à des instants correspondant à ceux de la charge.

2° Les cycles de déformation étaient parcourus sans arrêt.

Pour les déformations avec arrêts, la durée de chaque charge et de chaque décharge successives était de 20 secondes. Il s'écoulait de 12 à 15 secondes entre l'instant où la charge était interrompue et les pointés correspondants; comme on effectuait sept lectures à l'aller et sept au retour, la durée d'un cycle était d'environ 7 minutes 30 secondes.

b. Résultats. — Dans toutes les mesures on établissait, au départ, la même différence de niveau entre la nappe liquide et le ménisque du capillaire.

1° J'ai groupé, dans le Tableau suivant, les valeurs des déformations relatives se rapportant à des arrêts de 12 à 15 secondes et représentant la moyenne des observations de plusieurs expériences.

Cycles parcourus avec arrêts de 12 à 15 secondes.

(Durée des cycles : 7 minutes 30 secondes.)

Charges.		Décharges.	
Pressions (en mm) d'eau.	Dénivellations lues au capillaire (en mm).	Pressions (en mm) d'eau.	Dénivellations lues au capillaire (en mm).
1 × 0,213.....	0,186	7 × 0,213.....	0,184
2.....	0,186	6.....	0,188
3.....	0,188	5.....	0,188
4.....	0,186	4.....	0,190
5.....	0,189	3.....	0,190
6.....	0,189	2.....	0,188
7.....	0,190	1.....	0,184

Tant pour la charge que pour la décharge il y a sensiblement proportionnalité entre les pressions et les variations de volume. Cependant, au début de la décharge, et c'est un fait constant, la dénivellation est un peu plus faible; à la décharge, le manchon reprend sa forme à 1 pour 100 près, environ.

Voici, maintenant, les résultats moyens des cycles de même amplitude parcourus sans arrêt.

(Durée des cycles : 4 minutes 40 secondes.)

Charges.		Décharges.	
Pressions (en mm) d'eau.	Dénivellations lues au capillaire (en mm).	Pressions (en mm) d'eau.	Dénivellations lues au capillaire (en mm).
1 × 0,213.....	0,167	7 × 0,213.....	0,198
2.....	0,177	6.....	0,195
3.....	0,180	5.....	0,191
4.....	0,182	4.....	0,187
5.....	0,193	3.....	0,184
6.....	0,200	2.....	0,168
7.....	0,203	1.....	0,152

Ici, dès les premières charges, le retard apparaît nettement : la déformation due à la première pression, com-

parée à celle corrélative de la septième diffère de près de 20 pour 100.

Si l'on attend 10 à 15 secondes, la charge totale étant supprimée, avant de faire la dernière lecture, l'écart de 2 pour 100 entre les nombres qui définissent la charge et la décharge disparaît aux erreurs de mesures près. Il n'y a donc pas de déformation permanente.

2° Je déterminais ensuite les déformations mécaniques en provoquant une pression brusque, circonstance plus en rapport avec les expériences réalisées dans le cas des déformations électriques : le tube en verre t étant détaché de la cuve, on immergeait un cylindre, de dimensions connues, dans l'eau de la cuve ; pour une pression de $0^{\text{mm}},2$ d'eau, le caoutchouc atteignait la limite extrême de déformation après 30 secondes. D'après ce dernier résultat, on pouvait être certain que le retard de 120 secondes, mis en évidence par les déformations électriques de même amplitude, ne provenait pas entièrement des seules réactions élastiques de la matière.

III. — MODULE D'ÉLASTICITÉ. COEFFICIENT DE POISSON.

Comme une même charge entraîne une déformation fonction du temps, il semblerait que ce soit un non-sens de chercher à caractériser les qualités du caoutchouc par un paramètre, comme on le fait habituellement quand il s'agit des métaux. Mais l'expérience a montré, dans le cas des déformations lentes et très petites, la proportionnalité entre les variations de volume et les charges, dans le cas où l'on attendait, pour chaque nouvelle charge imposée, l'équilibre définitif entre les pressions et les réactions élastiques ; dès lors, après cet équilibre correspond une déformation définie. C'est donc la variation de volume totale que je ferai intervenir dans le calcul du module d'élasticité.

Dans l'équation d'équilibre d'un cylindre creux, soumis à des pressions latérales, figurent le module d'élasticité et le coefficient de Poisson; on ne peut donc pas, d'une seule expérience, déduire le coefficient d'élasticité.

A. DÉTERMINATION DU COEFFICIENT DE POISSON. — Aucune détermination de ce paramètre n'avait été faite pour de très petites déformations. Pour cette détermination, j'adoptai la méthode suivante :

Un corps comprimé de toutes parts subit une variation de volume donnée par la relation

$$(1) \quad \frac{\Delta U}{U} = \frac{3}{E} (1 - 2\sigma) \frac{Q}{S},$$

où σ est le coefficient de Poisson.

Le caoutchouc avait la forme d'un disque de 16^{cm} de diamètre et de 6^{mm} d'épaisseur; il était comprimé par les pressions électrostatiques.

a. Dispositif. — Une des armatures d'un condensateur (disque métallique) AB (fig. 10) était enchâssée dans un

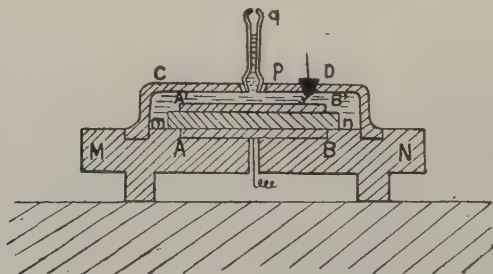


Fig. 10.

bloc d'ébonite MN, on fixait la rondelle de caoutchouc *m n* sur cette armature et sur le bloc, par interposition d'une mince couche de paraffine.

Le disque isolant, ainsi assujetti, débordait le disque métallique de 5^{mm} à 6^{mm}; on constituait la deuxième

armature A'B' par un disque de laiton adhérent à la deuxième face du caoutchouc.

Ce condensateur était emprisonné dans une cuve épaisse d'ébonite CD dont les bords s'engageaient dans une gorge circulaire pratiquée dans le bloc MN; on remplissait ensuite la cuve (rendue très étanche) d'eau bouillie. Le niveau de l'eau s'élevait dans un capillaire *pq* disposé dans l'axe de la cuve; enfin, tout le système était protégé contre les échanges thermiques avec l'extérieur.

Deux fils de platine soudés aux disques métalliques, dont l'un traversait la cuve, reliaient le condensateur aux deux pôles de la source électrique.

En chargeant le condensateur, si le caoutchouc est compressible, il se produira une variation de volume se traduisant par une dépression du ménisque. Cette dépression éventuelle était observée avec le microscope des expériences antérieures.

b. Expériences. Conséquence. — On chargeait le condensateur, associé à une ou plusieurs jarres, avec une machine de Voss. Pendant toute la durée de la charge on observait le ménisque.

En faisant croître le potentiel jusqu'à des voltages correspondant à 1^{mm}, 2^{mm}, 5^{mm} d'étincelles, le niveau du liquide dans le capillaire conservait à la charge et à la décharge une immobilité presque parfaite. Comme on appréciait $\frac{1}{5}$ de division du micromètre oculaire, il ne se produisait donc aucune variation de volume.

Il était à craindre que le disque métallique supérieur, soudé à la rondelle du caoutchouc, gênât la déformation. Pour m'en assurer, je substituais au disque de laiton une feuille d'aluminium de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur ou encore je supprimais le disque métallique. Dans les deux cas, le résultat fut le même que dans l'expérience initiale.

On peut préciser ce résultat en calculant une limite supérieure du coefficient de compressibilité $(1-2\sigma)$, par suite la valeur minima de σ .

La relation (1) peut encore s'écrire, en négligeant les pressions latérales et en désignant par Δl la dénivellation, par R et r les rayons respectifs du disque isolant et du capillaire :

$$\Delta l = \frac{1}{E} (1-2\sigma) \frac{K V^2}{8\pi e^2} \frac{R^2}{r^2}.$$

En supposant une dénivellation de $\frac{1}{5}$ de division du micromètre oculaire, on aura une valeur maxima de

$$(1-2\sigma).$$

Les divers facteurs de $(1-2\sigma)$ avaient les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{1}{E} &= 3,3 \cdot 10^{-8}, & K &= 2,6, & V &= 58 \text{ U. E. S.}, & e &= 0^{\text{cm}}, 6, \\ R &= 8 \text{ cm}, & r &= 4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}, \\ \Delta l &= \left(\frac{1}{5} \times \frac{1}{65} \right)^{\text{mm}} = \left(\frac{1}{325} \right)^{\text{mm}} \left[1 \text{ div. du micromètre} = \left(\frac{1}{65} \right)^{\text{mm}} \right]. \end{aligned}$$

Tous calculs faits, on trouve

$$1-2\sigma = 0,00087,$$

c'est-à-dire σ très voisin de 0,5.

Le caoutchouc, pour de très petites pressions, 1100 dynes par centimètre carré, est donc incompressible.

B. VALEUR NUMÉRIQUE DU MODULE D'YOUNG SE RAPPORTANT AU MANCHON ÉLASTIQUE. — D'après la valeur particulière (0,5) du coefficient de Poisson, l'équation d'équilibre d'un cylindre creux de caoutchouc se réduit à

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{1}{E} \frac{3(P-P_0) \frac{R R_0^2}{r^2}}{R_0^2 - R^2}.$$

Le tube ayant comme dimensions : longueur, 40^{cm}; diamètre intérieur, 1^{cm},43; épaisseur, 1^{mm},09. Le diamètre du capillaire étant de 1^{mm},66, en tenant compte de l'accroissement intérieur de pression hydrostatique par suite de l'ascension de l'eau dans le capillaire, les mesures sur les déformations mécaniques de ce manchon élastique donnent

$$\frac{1}{E} = 3,1 \cdot 10^{-8}.$$

La valeur de ce module est simplement valable pour l'échantillon étudié et pour les conditions définies par l'expérience : tension initiale, température. Les conditions étant identiques dans les déformations électriques et mécaniques de même ordre de grandeur, j'adopterai ce nombre comme module de ce manchon.

IV. — IMPOSSIBILITÉ D'EXPLIQUER LES DÉFORMATIONS DES CAVITÉS CYLINDRIQUES DE CAOUTCHOUC PAR LES PRESSIONS ÉLECTROSTATIQUES TELLES QU'ON LES CONÇOIT.

Les durées des deux sortes de déformations, pour une même amplitude, sont différentes : la matière, pour atteindre le maximum de déformation, met de 20 sec. à 30 sec. dans le cas des pressions mécaniques et au moins 120 sec. lorsqu'il s'agit d'actions électriques. Ce simple rapprochement des retards montre que les pressions électrostatiques, considérées comme provenant d'un champ constant, sont insuffisantes pour expliquer la totalité des déformations électriques. D'ailleurs, en effectuant un calcul fort simple, analogue à celui déjà fait à propos de l'ébonite, on trouve pour une différence de potentiel de 1240 volts, comme dénivellation 0^{mm},174, tandis que l'expérience donne pour le même voltage 0^{mm},262, à la 120^e seconde.

Sans faire appel à de nouvelles hypothèses, je me propose, dans la troisième Partie de ce travail, de rendre compte de la déformation globale en admettant une pression électrostatique proportionnelle, à chaque instant, à un *pouvoir inducteur spécifique apparent*.

En étudiant les déformations de nappes liquides isolantes, milieux homogènes, je pensais pouvoir donner la même interprétation des faits. Cette question est aussi traitée dans la troisième Partie.

TROISIÈME PARTIE.

CHAPITRE I.

On sait que les pressions électrostatiques sont fonction du pouvoir inducteur de la substance en contact avec les armatures. Or, dans mes expériences de déformations électriques à la charge instantanée se superpose toujours une charge lente, il en résulte un accroissement des pressions électrostatiques, par suite l'expression caractéristique de ces pressions est indéterminée. Mais on peut envisager un nouvel élément : le *pouvoir inducteur apparent* défini par le rapport entre la charge prise par le condensateur à isolant solide, à un instant donné, et la charge acquise par ce même condensateur avec le vide pour diélectrique. Lorsque la durée de la charge devient *extrêmement courte*, ce rapport tend vers une limite supérieure à l'unité; cette limite sera désignée par la suite, indifféremment, sous le nom de *pouvoir inducteur spécifique vrai* ⁽¹⁾ ou de *constante diélectrique*, comme je l'ai fait précédemment.

⁽¹⁾ Ou, par abréviation, simplement *pouvoir inducteur*.

J'étais ainsi conduit à rechercher si, en substituant dans l'expression des pressions électrostatiques le pouvoir inducteur *apparent* au pouvoir inducteur *vrai*, il n'y avait pas concordance, à chaque instant, entre les déformations calculées et observées.

Dans ce Chapitre j'expose la méthode de mesure des pouvoirs inducteurs *vrais* et *apparents*, et je donne les résultats.

I. — MESURE DES POUVOIRS INDUCTEURS SPÉCIFIQUES VRAIS.

a. PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — On comparait la capacité du condensateur C_e , à isolant solide, à une capacité variable C_v , à lame d'air.

Les condensateurs ayant une de leurs armatures reliées métalliquement, on cherchait à quels potentiels V et V' , l'un positif, l'autre négatif, il fallait charger les armatures indépendantes pour compenser les charges rendues libres par induction sur les autres armatures.

Un électromètre, dont une des paires de quadrants communiquait avec les armatures communes, indiquait l'équilibre. Les condensateurs étaient chargés par des sources séparées.

Si V et V' sont les potentiels respectifs entre les armatures des condensateurs C_e et C_v , on a comme condition d'équilibre

$$C_e \cdot V = C_v \cdot V'.$$

De la connaissance de C_v , V , V' et des dimensions du condensateur C_e , on déduit facilement le pouvoir inducteur *vrai*.

b. DESCRIPTION DES APPAREILS DE MESURE. — Le condensateur de comparaison, mis obligeamment à ma disposition par M. L. Malclès, comportait un disque en laiton, AB, horizontal et mobile, commandé par

une vis au pas de 1^{mm} et un tambour T divisé en 100 parties (*fig. 11*); cette armature était en relation avec une batterie d'accumulateurs. La deuxième armature était un autre disque métallique A' B' entouré d'une couronne de garde C.

Le condensateur d'étude était celui déjà décrit à propos des déformations électriques. Comme il s'agissait de déterminer des charges électriques, on isolait avec beaucoup de soin les armatures communiquant avec l'électromètre; quant aux autres armatures, par le fait même de leurs liaisons permanentes avec les sources, il importait peu que leur isolement fût bon ou médiocre : les fuites étant facilement réparées par les sources électriques à grand débit.

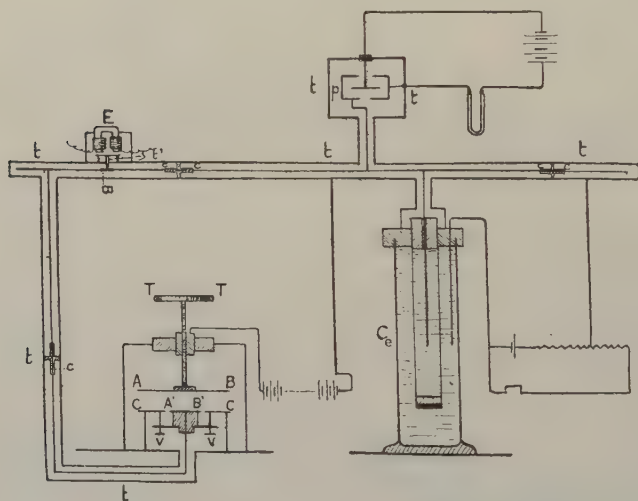


Fig. 11.

Électromètre et connexions. — On employait un électromètre de Dolezaleck, dont une des paires de quadrants communiquait d'une façon permanente avec la cage; sa sensibilité était telle (l'aiguille étant chargée à

un potentiel de 100 volts) qu'une division de l'échelle, placée à 2^m,50 du miroir, correspondait à $\frac{1}{100}$ de volt. Les condensateurs, l'électromètre et les batteries d'accumulateurs étaient groupés comme le montre la figure ci-dessus.

On protégeait, par des écrans réunis métalliquement à la cage de l'électromètre, les différentes parties de la canalisation contre les phénomènes d'influence.

L'isolement de la paire de quadrants p s'effectuait automatiquement par le jeu d'une tige de platine t' , commandée par un électro-aimant E (fig. 11).

Un commutateur permettait de charger et de décharger simultanément les deux capacités.

c. CONTRÔLE DE LA CAPACITÉ COMPENSATRICE. —

Je vérifiais tout d'abord le bon isolement de la canalisation et des capacités, puis j'étudiais comment variait la capacité du condensateur-compensateur, par modification de la distance de ses armatures. Pour cela, j'ai utilisé deux condensateurs plans à lame d'air pourvus tous les deux d'anneaux de garde et disposés d'après le schéma ci-dessous (fig. 12).

On réalisait l'équilibre en portant les armatures I et I' à des potentiels V et V' , de signes contraires, obtenus par le passage d'un courant à travers deux boîtes jumelées B et B' .

Par un calcul simple on a, en désignant par c et c' les capacités, $\mathcal{R}$ et $\mathcal{R}'$ les résistances prises sur les boîtes,

$$\frac{c}{c'} = \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{R}'}.$$

Comme, dans mes mesures, l'écartement maximum des armatures du condensateur-compensateur était toujours choisi égal à 10^{mm}, j'ai vérifié, à 2 pour 100 près, pour des épaisseurs d'air comprises entre 10^{mm} et 5^{mm}, la pro-

portionnalité entre les capacités et les inverses des distances des armatures. On pouvait donc, entre ces limites,

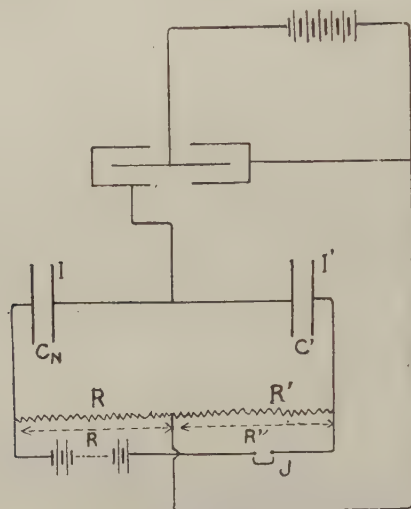


Fig. 12.

représenter la capacité auxiliaire par la formule approchée

$$C = \frac{S}{4\pi e}.$$

II. — MESURES ET RÉSULTATS.

Pour la mesure des pouvoirs inducteurs j'ai substitué à la capacité c' , du montage précédent, les condensateurs cylindriques employés dans l'étude des déformations électriques et mécaniques.

a. Charge des capacités. — Comme les deux capacités à comparer avaient des valeurs très inégales, on ne pouvait plus, pour leur équilibre, employer le mode de charge précédent : le rapport $\frac{R}{R'}$, dont dépend le rapport des capa-

cités, eût été simplement connu avec une approximation égale à l'erreur commise sur la plus faible résistance. Les deux capacités étaient chargées avec des sources séparées.

Avant d'équilibrer les deux capacités, on laissait pendant un jour les deux condensateurs en court circuit, afin de permettre à l'ébonite et au caoutchouc de se dépouiller de leurs résidus.

b. Pouvoirs inducteurs. — Si l'on désigne par S et e la surface active et la distance des armatures du condensateur plan, par l , R , R_0 la longueur utile et les rayons du tube isolant, on a comme équation d'équilibre

$$(1) \quad \frac{Kl}{2 \log \frac{R}{R_0}} V = \frac{S}{4\pi e} V',$$

d'où, e' étant l'épaisseur de l'isolant (R et R_0 différant peu),

$$(2) \quad K = \frac{S}{2\pi e} \frac{e'}{lR_0} \frac{V}{V'}.$$

Dans le Tableau suivant je donne les éléments nécessaires aux calculs des K et leurs valeurs.

	S .	e .	e' .	R_0 .	l .	V' .	V .	Moy. de K .
	cm ²	cm	cm	cm	cm	volls	volt	K .
Ébonite....	30,2	1	0,155	0,65	35	120	1,30	2,93
						»	1,21	3,10
Caoutchouc	»	»	0,109	1,43	32	116	0,48	2,57
						»	0,49	2,62

Les deux substances, sur lesquelles j'opérais, ne sont pas des diélectriques parfaits. Malgré la rapidité de la manœuvre pour charger les capacités, et aussi en raison de l'inertie de l'aiguille de l'électromètre, à la charge instantanée se superpose une fraction plus ou moins grande de la charge lente, par suite les valeurs des pouvoirs inducteurs ne sont qu'approximatives,

III. — POUVOIRS INDUCTEURS APPARENTS.

L'effet résiduel survenant aussitôt après l'équilibre instantané, il se produisait un déplacement lent de l'image dû à l'accroissement des capacités cylindriques. On ramenait l'aiguille au zéro en compensant, à des intervalles déterminés, les variations de capacité par la manœuvre de l'armature mobile du condensateur plan.

On effectuait plusieurs fois la compensation des charges lentes en prenant la précaution d'espacer les essais par une mise en court circuit des armatures, pendant au moins 10 minutes. Les résultats étaient sinon rigoureusement constants, du moins assez approchés et ne différaient pas, en ce qui concerne le caoutchouc, de plus de 2 pour 100 pour la charge limite.

Je donne ci-dessous les résultats obtenus sur l'ébonite et le caoutchouc. Dans la première colonne de chaque Tableau est inscrit le temps en secondes; dans la deuxième les distances en millimètres, des plateaux du condensateur, pour chaque compensation.

<i>Ébonite.</i>		<i>Caoutchouc.</i>	
Temps en secondes.	Distances des armatures.	Temps en secondes.	Distances des armatures.
0.....	10	0.....	10
15.....	3	15.....	7
30.....	2,50	30.....	6,70
85.....	2,01	45.....	6,53
170.....	1,71	90.....	6,46
240.....	1,50	150.....	6,64
		200.....	6,43?

Ébonite. — Pour cette substance il n'a pas été possible de réaliser un équilibre permanent, même en prolongeant la charge pendant 4 minutes; de plus, dès le début, l'effet

lent se traduit par une variation énorme de la capacité cylindrique.

Caoutchouc. — Pour cet isolant, l'effet lent peut être compensé après un temps relativement court : 150 secondes environ après la charge instantanée; dès cet instant, la variation de capacité est si réduite que la compensation est illusoire.

Une représentation graphique rend plus frappantes les variations du pouvoir inducteur avec le temps. Les courbes ci-dessous ont été construites en portant en abscisses les durées de charge et en ordonnées des nombres proportionnels à $\frac{1}{e}$, e étant la distance des armatures du condensateur-compensateur.

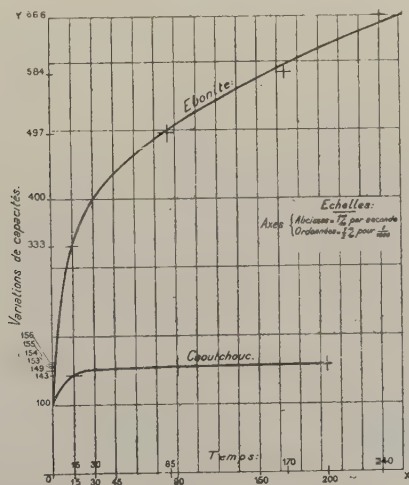


Fig. 13.

Si l'on reprend le calcul du pouvoir inducteur spécifique et si on l'applique tel quel à la détermination des pouvoirs inducteurs apparents, dans l'intervalle 0-15 secondes, en utilisant pour ce calcul les droites joignant

les premiers points des courbes à l'origine des variations de capacité, on aura des minima; car toutes les portions de courbe qu'on peut imaginer, se raccordant aux parties initiales, ont leurs concavités tournées vers le haut. D'ailleurs, pour le but poursuivi, cette question était secondaire.

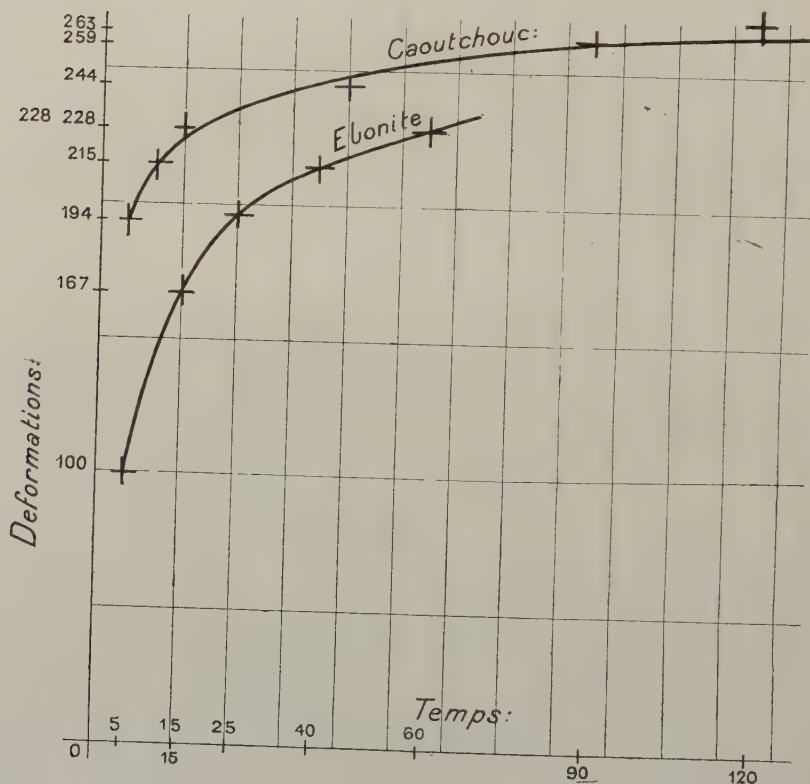


Fig. 14.

En construisant les courbes relatives aux déformations électriques (fig. 14), et en les comparant à celles se rapportant aux variations de capacité (fig. 13), on est frappé de leur similitude.

De plus, pour le caoutchouc, les déformations et les variations de capacité prennent pratiquement fin au même instant.

Si l'on se contentait de raisonner par simple analogie, on pourrait, dès maintenant, conclure que les variations de volume des cavités cylindriques des isolants examinés sont fonction des *pouvoirs inducteurs apparents*. On verra, à la fin de cet exposé, en traitant la question par le calcul, la confirmation de cette manière de voir.

CHAPITRE II.

Action d'un champ électrostatique sur la surface libre de nappes liquides isolantes.

En dirigeant mes recherches vers les diélectriques liquides, milieux plus homogènes, j'espérais voir les manifestations extérieures du champ se traduire par des effets d'autant plus faciles à analyser qu'ils sont indépendants de l'élasticité de la matière.

I.

Considérons un condensateur dont les armatures sont des plans parallèles horizontaux, entre lesquelles se trouvent un liquide isolant et de l'air; lorsqu'on charge le condensateur, le liquide est *attiré*. J'ai étudié la variation de cet effet en fonction du temps.

a. Montage. — Une des armatures du condensateur (fig. 15) disque de laiton D, était soudée sur le fond d'une cuve circulaire en ébonite C destinée à recevoir les liquides; l'autre armature D', disque métallique, était commandée

par une vis V, au pas de 1^{mm}. Un large plateau de laiton L, parallèle à l'armature mobile, supportait l'écrou de la vis enchâssé dans une rondelle d'ébonite R. Cet ensemble, constituant le couvercle de la cuve, reposait sur une couronne épaisse d'ébonite A bien dressée, laquelle s'emboîtait à frottement sur les bords du récipient. Trois cylindres en ébonite c, logés dans des cavités creusées dans le fond de la cuve, adhéraient à une table massive M pourvue de trois vis calantes. Enfin, un tube en verre t incliné était mastiqué dans une ouverture pratiquée dans la cuve.

Le système de vases communicants : cuve et tube latéral, permettait d'amplifier le déplacement du liquide dans le rapport $\frac{S}{s}$ des sections des deux vases.

Avec ce dispositif, on pouvait substituer un liquide à

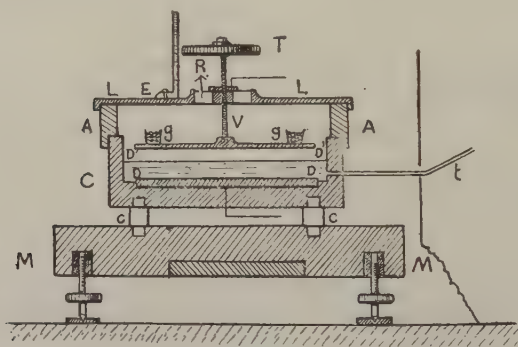


Fig. 15.

un autre avec la plus grande commodité; de plus, les liquides se trouvaient à l'abri des poussières qui auraient pu entraîner des perturbations dans l'observation des effets.

b. Préparation d'une expérience. — On obtenait une bonne stabilité de l'appareil en le fixant sur une grande

table massive reposant sur un solide bâti en maçonnerie, isolé du plancher de la salle d'expériences. Après avoir réglé l'horizontalité de l'armature fixe, on disposait le support de l'armature mobile parallèlement à la première.

Diverses précautions furent prises :

1^o Je gommelaquais la cuve et l'armature en contact avec les liquides ;

2^o En paraffinant la couronne d'ébonite, j'améliorais l'isolement de l'armature supérieure ;

3^o On desséchait l'air, en contact avec les liquides, au moyen d'anhydride phosphorique contenu dans une couronne à gorge *g* (*fig. 15*).

Dans toutes les mesures, la distance des armatures fut prise égale à 12^{mm},8.

Le tube latéral avait un diamètre de 0^{cm},8. Après plusieurs essais, pour augmenter la sensibilité, je l'inclinai de 29^o environ.

II. — MESURES.

Le condensateur était chargé avec la dynamo et les positions du ménisque repérées au microscope.

Un écran métallique, relié au sol et interposé entre la cuve et le tube latéral, protégeait le ménisque contre les actions électrostatiques.

A cause de l'inertie du liquide, il ne fallait pas songer à noter les premiers effets de la charge. En général, je commençais les pointés 5 secondes après l'excitation du champ ; à partir de cet instant, je suivais les déplacements du ménisque à intervalles réguliers, d'abord rapprochés, puis de plus en plus espacés à mesure que l'effet diminuait d'intensité.

Voici quelles étaient les données supplémentaires rela-

tives aux mesures :

	cm
Diamètre de la cuve d'ébonite.....	19,25
Rayon de l'armature supérieure.....	7,25
Rayon de l'armature inférieure.....	8,95
Hauteur de la cuve d'ébonite.....	2,50
Hauteur de la couronne d'ébonite.....	4,50

Sous l'action de la différence de potentiel, le niveau du liquide monte dans la cuve et descend dans le tube. En raison du rapport très grand entre les sections des vases communicants (eau et tube), et aussi à cause des très petits déplacements du liquide dans le tube, on peut admettre la constance du niveau dans la cuve pendant la charge du condensateur.

Ce dispositif a servi à étudier l'attraction sur l'huile de vaseline, la benzine, l'éther de pétrole, l'eau et le mercure.

III. — RÉSULTATS.

1^o LIQUIDES ISOLANTS. — A. *Huile de vaseline* (1). — Les mesures commençaient 1 heure après avoir versé le liquide dans la cuve.

Pour faciliter le déplacement du liquide, dans le tube latéral, je recouvrais sa surface libre d'un index d'alcool.

Du volume du liquide versé, des dimensions de la cuve et du tube latéral, on déduisait la hauteur (0^{cm},705), de l'huile de vaseline au-dessus de l'armature inférieure.

a. A cause de sa viscosité, l'huile de vaseline présentait un intérêt tout particulier.

Dans une première expérience, j'étudiais l'action du champ sur la nappe isolante n'ayant subi antérieurement aucune déformation électrique; dans une deuxième

(1) L'échantillon sur lequel j'ai opéré avait comme densité 0,871 à 15°.

expérience, après avoir déchargé complètement le condensateur, par une mise en court circuit prolongé, je le rechargeais pendant 1 à 6 secondes, le déchargeais brusquement pour le recharger de suite après. Je notais les positions successives du ménisque à partir du commencement de la dernière charge, (deuxième expérience), comme dans la première expérience.

Dans le Tableau suivant je rapporte les dénivellations observées dans les deux cas, et correspondant à la même différence de potentiel : 5150 volts :

Temps en secondes.	Positions du ménisque.		Dénivellations (en mm).	
	1 ^{re} expérience.	2 ^e expérience.	1 ^{re} expérience.	2 ^e expérience.
0.....	8	9	"	"
10.....	15,25	20,5	0,111	0,177
25.....	16,75	22	0,140	0,200
40.....	17,75	23	0,150	0,215
60.....	18,75	23,8	0,165	0,228
120.....	"	26	"	0,260
140.....	22,25	"	0,200	"
180.....	"	27,25	"	0,280
230.....	25,25	"	0,265	"
300.....	"	29	"	0,308
380.....	29	"	0,320	"
540.....	30	"	0,334	"

A l'inspection de ces nombres, on voit que les dénivellations dans la deuxième expérience sont beaucoup plus grandes, surtout au commencement de la charge; par la suite, elles tendent à s'égaliser. Mais, dans les deux cas, l'équilibre n'est pas atteint après la neuvième minute. On serait porté à croire que l'accroissement des dénivellations est dû à la nature visqueuse du liquide. Or, 5 secondes après la mise en court circuit du condensateur, le niveau du liquide, dans le tube latéral, revenait à $\frac{1}{100}$ de millimètre près à sa position initiale. Ce léger déplacement

du zéro ne suffit pas à expliquer les écarts énormes des dénivellations.

On pourrait encore mettre ces écarts sur le compte de la conductivité de l'air; il s'établirait, sous l'action du champ, un double courant d'ions gazeux : ceux ayant le signe de la charge de l'armature, faisant face au liquide, iraient se coller sur la surface de la nappe isolante; mais alors la charge superficielle du liquide serait modifiée de façon à diminuer l'action électrostatique, c'est le contraire qui a lieu.

On peut essayer une interprétation qualitative de l'accroissement de l'effet résiduel en imaginant, au sein du liquide, la présence d'ions libres de plus ou moins grande mobilité : après l'excitation du champ, les ions de signe contraire à celui de la charge, recouvrant l'armature D' (fig. 15), s'achemineraient sur la nappe isolante et leur attraction, par la charge de cette armature, augmenterait l'effet; inversement, en supprimant le champ, les ions tendraient à reprendre leur position normale; mais, par le rétablissement brusque du champ, la distribution normale des charges n'aurait pas eu le temps de s'accomplir; dès lors, pendant le même temps, il y aurait un plus grand nombre d'ions attirés. Quoi qu'il en soit, ces expériences mettent bien en évidence une action lente du champ.

b. Je recherchais ensuite s'il existe une relation simple entre les attractions et les différences de potentiel.

Dans une troisième expérience, après avoir réuni les armatures pendant 1 heure et demie, j'employais une différence de potentiel de 2500 volts.

Dans le Tableau ci-dessous, je donne les résultats se rapportant à la première et à la troisième expérience, pour des durées de charge égales; dans les dernières colonnes figurent les rapports des dénivellations en millimètres aux carrés des différences de potentiel en U. E. S.

Différences de potentiel.				
Temps en secondes.	2500 volts.		5150 volts.	
	Déni- vellations δ (en mm).	$\frac{\delta}{\sqrt{V^2}}$	Déni- vellations δ (en mm).	$\frac{\delta}{\sqrt{V^2}}$
10...	0,028	$4,03 \cdot 10^{-5}$	0,111	$3,8 \cdot 10^{-5}$
40...	0,0365	5,2	0,150	5,08

On peut admettre une attraction variant proportionnellement aux carrés des différences de potentiel.

Dans les limites des expériences, les écarts de 5 pour 100, au maximum, ne dépassaient pas les erreurs des mesures : en effet, la détermination de V est précise à 1 pour 100, d'où une erreur de 2 pour 100 sur V^2 ; en outre, une erreur du même ordre est imputable à la connaissance de δ .

B. *Benzine et éther de pétrole.* — Si l'influence de la durée de charge était due à la viscosité de l'huile et aussi à sa complexité au point de vue chimique, en s'adressant à des liquides isolants très peu visqueux et dont la constitution chimique est mieux définie, on pouvait espérer obtenir des *attractions* indépendantes du temps. Pour cette raison, je choisis la benzine rectifiée et l'éther de pétrole.

Ces substances avaient pour densités respectives :

Benzine.....	0,892 à 15°
Éther de pétrole....	0,690 »

Les pointés s'effectuaient directement sur les liquides.

Pour ces isolants, à cause de leur volatilité, il se présentait une complication dans les mesures. Voici comment il fut tenu compte de cette circonstance : avant l'excitation du champ, on suivait systématiquement les déplacements du zéro de l'échelle micrométrique pendant un temps déterminé, 5 minutes par exemple (durée

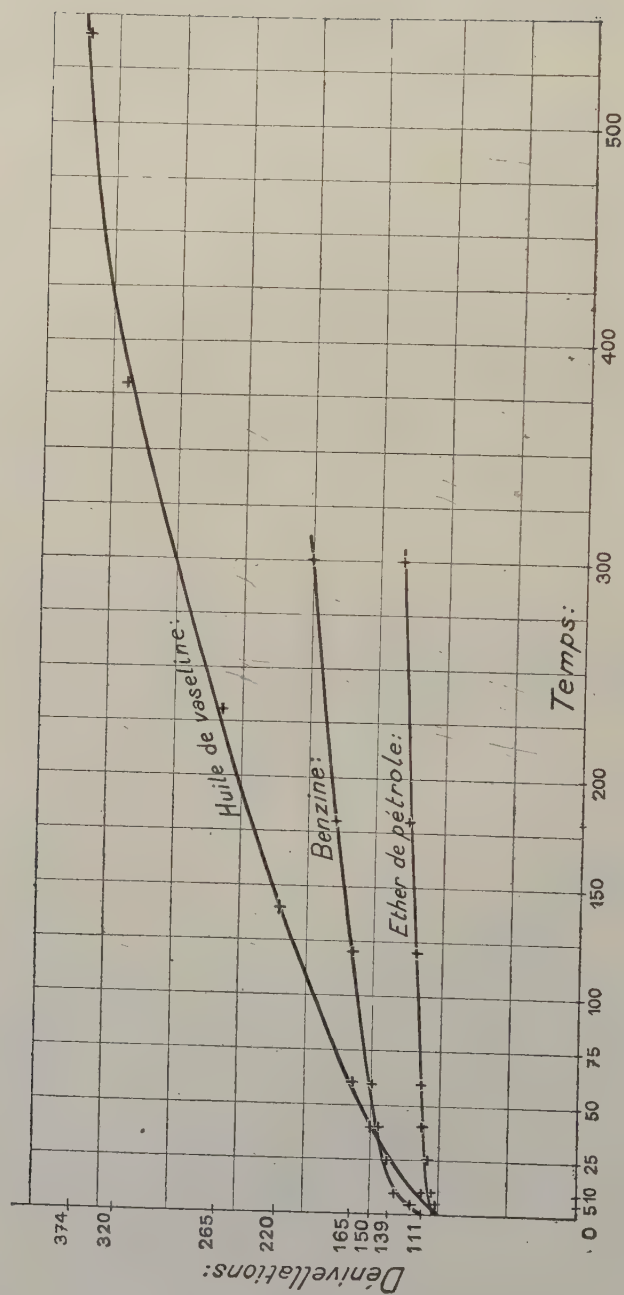


Fig. 16.

d'une mesure); du nombre de divisions de l'échelle parcourues par l'extrémité du liquide, et par interpolation, je déduisais pour chaque observation la correction à apporter à la dénivellation.

Les épaisseurs du liquide étaient :

Pour la benzine.....	$e = 0^{\text{cm}},61$
Pour l'éther de pétrole...	$e = 0^{\text{cm}},50$

Les dénivellations observées, pour des champs correspondant à 5130 volts, sont indiquées ci-après :

Temps en secondes.	Dénivellations (en mm).	
	Éther de pétrole.	Benzine.
5.....	0,103	0,120
10.....	0,106	0,132
25.....	0,109	0,140
40.....	0,111	0,146
60.....	0,114	0,150
120.....	0,118	0,166
180.....	0,126	0,180
300...	0,134	0,206

Pour ces liquides, comme pour l'huile de vaseline, l'*attraction* de la nappe isolante est également fonction de temps; elle croît encore après 5 minutes. Je continuais bien à observer l'effet lent pendant 9 minutes, mais les corrections à apporter aux observations, provenant du fait de l'évaporation des liquides, prenaient une trop grande importance; aussi n'ai-je pas rapporté les dénivellations observées après 5 minutes.

Ces divers résultats ne permettent pas d'entrevoir la nature du phénomène, lequel peut dépendre d'éléments multiples : champ, pouvoir inducteur spécifique, densité, etc., difficiles à dégager des observations. Cependant, l'examen des courbes figurant les variations des *attractions* en fonction du temps (*fig. 16*), permet de faire quelques remarques.

Les trois liquides, dès le début, sont soumis à des *attractions* rapidement variables; par la suite, elles croissent d'abord proportionnellement au temps, puis moins vite. Cette dernière phase laisse entrevoir un état limite qui n'est pas atteint pour aucun liquide.

Les variations du début sont bien moins grandes avec la benzine. L'éther de pétrole est celui des isolants pour lequel l'influence du temps est le moins marquée; au contraire, pour l'huile de vaseline, l'équilibre des actions électrostatiques est loin d'être établi même après 9 minutes.

Si l'on veut justifier, en partie, ces effets variables avec le temps par la présence d'*ions* libres au sein de ces liquides, la dernière remarque pourrait s'expliquer ainsi : les *ions*, en milieu visqueux, auraient une mobilité moins grande; de la sorte la distribution des charges, à la surface libre des nappes liquides, dont dépend la grandeur de l'effet, mettrait plus longtemps à s'établir. Autrement dit, le retard à l'établissement de l'équilibre électrostatique serait lié à la viscosité du milieu. C'est aussi la conclusion à laquelle j'avais été conduit à la suite d'expériences antérieures sur l'huile de vaseline.

2° LIQUIDES CONDUCTEURS. — Avec l'eau et le mercure il s'établit un état d'équilibre instantané. Pour le mercure, l'effet est treize fois et demie moindre que pour l'eau.

Quelle que soit la théorie adoptée pour faire le calcul des *attractions* des liquides isolants, il est indispensable de connaître le pouvoir inducteur spécifique.

Quant à l'effet lent, je me proposais d'établir un parallélisme entre les variations des effets produits par les *attractions*, ou plutôt les *tensions*, et les variations de capacité avec le temps, pour l'huile seulement.

La mesure des pouvoirs inducteurs et l'étude des variations de capacité font l'objet du Chapitre suivant.

CHAPITRE III.

Mesures électrométriques.

I. — POUVOIRS INDUCTEURS.

J'employais encore le procédé de mesure adopté à propos de l'ébonite et du caoutchouc.

Les deux capacités à comparer chargées, par des sources séparées, à des potentiels V et V' étaient représentées : l'une par le condensateur air-liquide dépourvu de son tube latéral; l'autre par le condensateur à anneau de garde dont j'ai déjà détaillé la construction.

Mode opératoire. — Soit pour déterminer le pouvoir inducteur spécifique, soit pour étudier les variations de capacité, je me plaçais en général dans les conditions réalisées dans les expériences précédentes.

Après avoir assigné à chacune des capacités une valeur telle que le champ, entre les armatures des condensateurs, soit aussi uniforme que possible, j'établissais deux équilibres :

1^o Le diélectrique entre les armatures des deux condensateurs étant de l'air, on les chargeait à des potentiels V et V' égaux et de signes contraires.

2^o On versait ensuite, environ, 50 de liquide isolant dans la cuve; en laissant fixe cette capacité, on faisait varier l'autre jusqu'à ce que les charges instantanées, prises par les deux condensateurs, ne produisissent aucune impulsion sur l'équipage de l'électromètre.

On a successivement pour chacun des équilibres

$$(1) \quad \frac{S}{4\pi d} V = \frac{S'}{4\pi d'} V',$$

$$(2) \quad \frac{S}{4\pi \left(d - e + \frac{e}{K} \right)} V = \frac{S'}{4\pi d''} V',$$

où d désigne la distance fixe des armatures du condensateur air-liquide, d' et d'' les distances des plateaux du condensateur à anneau de garde, pour les deux équivalents; S et S' étant les surfaces des condensateurs; e l'épaisseur du liquide de pouvoir inducteur spécifique K .

De ces relations on déduit

$$(3) \quad \frac{d - e + \frac{e}{K}}{d} = \frac{d''}{d'},$$

d'où

$$(4) \quad K = \frac{e d'}{d d'' - d' (d - e)}.$$

Ce mode opératoire réalise une amélioration sensible sur celui employé pour déterminer les pouvoirs inducteurs de l'ébonite et du caoutchouc, puisque la détermination de K ne nécessite ni la connaissance des voltages ni celle des surfaces.

II. — APPLICATIONS.

Pour les condensateurs pourvus ou non d'anneau de garde, les valeurs réelles des capacités sont d'autant plus exactement représentées par les formules théoriques que la distance des armatures est plus petite par rapport à leur surface.

Avec mon condensateur à anneau de garde j'avais déjà vérifié que, pour une distance d' de 5^{mm} environ, la capacité pouvait être représentée, avec une approximation voisine de 1 pour 100, par l'expression théorique $\frac{S}{4\pi e}$.

Quant à la capacité air-liquide, pour opérer dans les meilleures conditions, je rapprochais les armatures jusqu'à une distance s'écartant peu de 3^{mm}. On vérifiait alors à 2 pour 100 la proportionnalité entre la capacité et les

inverses des épaisseurs, pour des intervalles entre les plateaux du condensateur compris entre 3^{mm} et 4^{mm}.

POUVOIRS INDUCTEURS. — *Huile de vaseline*. — Pour cet isolant, on avait comme moyennes de plusieurs mesures des éléments contenus dans la relation (4) :

$$e = 0^{\text{cm}}, 167, \quad d = 0^{\text{cm}}, 310, \quad d' = 0^{\text{cm}}, 645, \quad d'' = 0^{\text{cm}}, 475$$

d'où l'on déduit

$$K = 1,96.$$

Le nombre trouvé diffère quelque peu de celui obtenu par M. L. Malclès (1,90), par la même méthode, mais en opérant différemment; l'écart peut provenir des erreurs d'expériences, il peut tenir aussi à ce que l'huile de vaseline est un milieu mal défini.

Benzine. — Avec la benzine, on avait pour valeurs numériques des éléments, caractérisant les deux équilibres instantanés :

$$e = 0^{\text{cm}}, 160, \quad d = 0^{\text{cm}}, 310, \quad d' = 0^{\text{cm}}, 645, \quad d'' = 0^{\text{cm}}, 460,$$

d'où

$$K = 2,24.$$

Cette valeur se rapproche beaucoup de celles trouvées par Pérot (2,235), Malclès (2,27); elle diffère très sensiblement de celles obtenues par Palaz (2,337), Quincke (2,327), Vinkelmann (2,43), etc. Les écarts ont vraisemblablement leur origine dans la pureté plus ou moins grande des échantillons; il serait superflu de faire intervenir les causes d'erreurs expérimentales, pour expliquer ces divergences.

Éther de pétrole. — Le premier équilibre était réalisé comme pour les autres isolants; dans le deuxième équi-

libre les plateaux du condensateur d'étude étaient complètement immergés dans le liquide.

Les deux équilibres instantanés étaient obtenus pour les valeurs suivantes :

$$e = 0^{\text{cm}}, 310, \quad d = 0^{\text{cm}}, 310, \quad d' = 0^{\text{cm}}, 645, \quad d'' = 0^{\text{cm}}, 315.$$

L'application de la formule (4) donne

$$K = 2, 05.$$

VARIATIONS DE CAPACITÉ. — Pour les trois liquides, la charge instantanée était toujours suivie d'une charge plus ou moins lente.

J'ai donné, lorsqu'il s'est agi de l'ébonite et du caoutchouc, tous les détails d'expériences pour la recherche de la formation résiduelle; les mêmes opérations étaient répétées pour les liquides.

L'effet résiduel a été étudié seulement sur l'huile de vaseline; pour la benzine et l'éther de pétrole cette étude n'a pu être faite, à cause de la grande volatilité de ces liquides.

Avec l'huile de vaseline, l'équilibre apparent étant réalisé, à partir de cet instant pris comme origine, je compensais les charges lentes.

Grâce aux précautions prises pour la protection électrostatique et les isollements des diverses parties du montage, je pouvais compenser, pendant 6 minutes, les charges lentes sans crainte de perturbations nuisibles aux résultats.

Toutes les circonstances de l'expérience étaient celles réalisées lors de la détermination du pouvoir inducteur; les résultats sont consignés dans le Tableau suivant où les (d'') figurent les distances des armatures du condensateur à anneau de garde; les pouvoirs *inducteurs* *apparents*, définis antérieurement, sont calculés d'après

la formule (4), dans laquelle d'' fixe leurs valeurs :

Temps en secondes.	Distances d'' (en cm.).	Pouvoirs inducteurs apparents.
0.....	0,475	"
30.....	0,441	2,50
45.....	0,427	2,69
60.....	0,416	2,76
120.....	0,398	3,87
240.....	0,364	5,57
390.....	0,341	8,70

Les *tensions* qui s'exercent sur les nappes isolantes et les variations de capacité sont également fonction du temps. En construisant les courbes relatives à ces deux effets, pour l'huile de vaseline, on est frappé de leur similitude; il doit en être probablement de même pour les deux autres isolants liquides.

Il n'est peut-être pas trop téméraire d'admettre une même cause présidant aux deux manifestations de l'action électrostatique; mais la simple analogie, établie ci-dessus, n'est pas suffisante pour permettre une telle conclusion.

Dans le Chapitre suivant, en me basant sur la considération des *pouvoirs inducteurs apparents*, j'essaierai de montrer qu'il y a identité entre les fonctions représentatives des deux effets.

CHAPITRE IV.

Essais d'explications et discussion des résultats
fournis par mes expériences sur les déformations
électriques des isolants.

Diélectriques solides. — J'ai envisagé expérimentalement la question sous deux formes différentes :

I.

J'ai mis en évidence, pour tous les isolants solides examinés, une déformation dans le sens normal au champ; cette déformation désignée sous le nom d'*effet transversal* s'est toujours traduite par un allongement : 1^o dans le cas où l'isolant était directement en contact avec l'eau ouant le rôle d'armatures; 2^o lorsque le diélectrique était séparé des armatures (cylindres métalliques) par un milieu fluide isolant.

Parmi les causes de ces déformations, il y a lieu d'examiner les pressions électrostatiques créées par la charge des condensateurs; ce sont les causes possibles les plus évidentes. Mais avant je vais réfuter les assertions de MM. More et Shearer qui attribuent les dilatations observées, sur le verre, par MM. Righi, Quincke et Cantone, à des effets secondaires : chaleur de Joule, torsion, flexion ou redressement de l'isolant provenant d'un champ non uniforme.

a. Si l'effet thermique jouait un rôle prédominant dans l'apparition du phénomène, comment pourrait-on expliquer les dilatations électriques de l'ébonite plusieurs centaines de fois plus grandes que celles du verre, ramenées à un même champ? Pour soutenir cette idée, il faudrait assigner à la résistivité et au coefficient de dilatation thermique de l'ébonite, des valeurs notablement plus élevées que celles relatives au verre; or l'ébonite

est un bien meilleur isolant, sa résistivité est bien supérieure; quant à son coefficient de dilatation, $8,7 \cdot 10^{-5}$, il est environ 10 fois plus grand que celui du verre. En admettant même une égale résistivité des deux isolants, si l'effet température était prépondérant, l'allongement de l'ébonite aurait dû être seulement 10 fois plus grand; comme l'effet enregistré est incomparablement plus élevé, la critique de MM. More et Shearer perd toute sa valeur.

b. Il reste à examiner l'influence d'un champ non uniforme. Le champ n'est pas uniforme lorsque, par exemple, l'épaisseur du tube isolant est variable; plusieurs cas peuvent se présenter : 1° le tube est rigoureusement

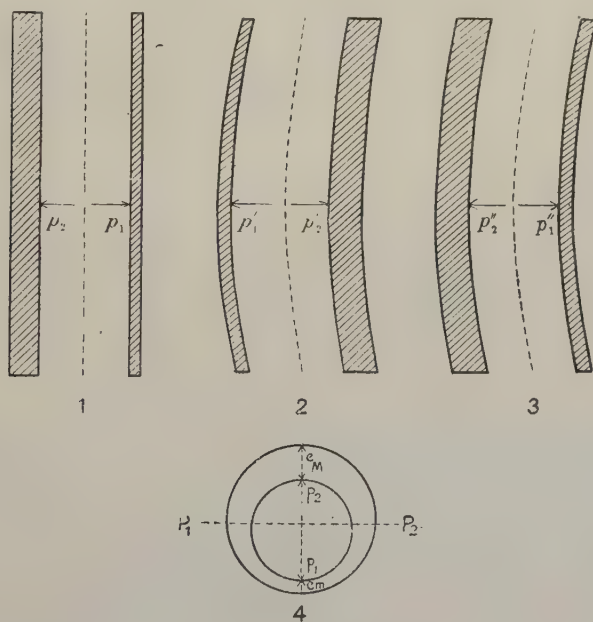


Fig. 17.

rectiligne (1, fig. 17); 2° il peut affecter les formes 2 et 3, même figure.

Dans tous les cas, les tubes sont soumis à des pressions

électrostatiques non équilibrées. En effet, pour chaque tube, les pressions intérieures par unité de surface sont supérieures aux pressions extérieures correspondantes; leurs résultantes peuvent être représentées approximativement par un premier groupe de forces p_1, p'_1, p''_1 symétriques d'un deuxième groupe : p_2, p'_2, p''_2 par rapport aux plans $P_1 P_2, P'_1 P'_2, P''_1 P''_2$ passant par les axes des cylindres et normaux aux plans axiaux, orientés suivant les épaisseurs maxima $e M$ et minima em , des tubes (4, fig. 17). Si les épaisseurs varient progressivement des maxima au minima, il est bien évident que les pressions du premier groupe l'emporteront sur celles du second; par conséquent le tube étant fixé à une de ses extrémités, sous l'action de ces forces il en résultera ou une flexion (1 et 2, fig. 17), c'est-à-dire une contraction apparente du tube, ou un redressement (3, fig. 17), c'est-à-dire un allongement apparent.

Si j'avais seulement observé ces effets parasites sur l'ébonite, je n'aurais pas pu formuler la loi des dilatations, celle-ci variant proportionnellement dans le rapport des modules d'élasticité. Cette autre supposition de MM. More et Shearer doit donc être rejetée.

II.

On peut attribuer les dilatations des isolants solides à l'action des pressions électrostatiques, lorsque l'isolant est en contact avec les armatures du condensateur. Il est nécessaire de rechercher dans ce cas, réalisé dans une partie de mes expériences, la part d'influence possible de ces pressions :

Déformations d'un cylindre droit à base circulaire sur les faces duquel agissent des pressions mécaniques p_1 et p_2 . — Considérons une section axiale du cylindre et, dans cette section une tranche infiniment mince de longueur l

comprise, avant l'application de toute force, entre les rayons (r) et $(r + dr)$; après l'application des forces p et $p + dp$ (fig. 18), entre les rayons $(r + \rho)$, $(r + \rho + dr + d\rho)$, en considérant p comme fonction de r .

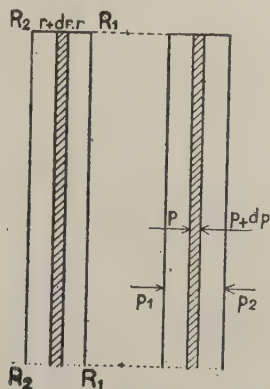


Fig. 18.

Les déformations dues à ces pressions sont données par les formules ci-dessous établies par M. Sacerdote ⁽¹⁾.

$$(1) \quad \frac{\rho}{r} = -a(1-\sigma)p - ar \frac{dp}{dr},$$

$$(2) \quad \frac{d\rho}{dr} = -a(1-\sigma)p + a\sigma r \frac{dp}{dr},$$

$$(3) \quad \frac{\Delta l}{l} = a \left(2\sigma p + \sigma r \frac{dp}{dr} \right),$$

où a représente l'inverse du module d'Young et σ le coefficient de Poisson.

De (1) et (2), on déduit l'équation différentielle

$$r \frac{d^2 p}{dr^2} + 3 \frac{dp}{dr} = 0,$$

dont l'intégrale générale est

$$p = \frac{C}{r^2} + C'.$$

⁽¹⁾ SACERDOTE, *Déformation élastique des vases minces* (*Journ. de Phys.*, 1898, p. 120).

Calculant les constantes arbitraires c et c' pour $r = R_1$, $r = R_2$ et remplaçant p et $\frac{dp}{dr}$ par leurs valeurs dans (3), on a comme variation unitaire de longueur

$$(4) \quad \frac{\Delta l}{l} = 2\alpha\sigma \frac{p_2 R_2^2 - p_1 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2}.$$

1° Dans le cas, où p_1 et p_2 sont les pressions électrostatiques (cas des expériences), on a

$$p_1 = \frac{K^2 V^2}{8\pi R_1^2 \left(\log \frac{R_2}{R_1}\right)^2},$$

$$p_2 = \frac{K^2 V^2}{8\pi R_2^2 \left(\log \frac{R_2}{R_1}\right)^2};$$

d'où, par substitution de p_1 et p_2 dans l'expression de $\frac{\Delta l}{l}$,

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{2\alpha\sigma}{R_2^2 - R_1^2} \frac{K^2 V^2}{8\pi \left(\log \frac{R_2}{R_1}\right)^2} \left(\frac{R_2^2}{R_1^2} - \frac{R_2^2}{R_1^2}\right) = 0.$$

L'effet des pressions électrostatiques est donc identiquement nul.

2° Lorsque l'isolant déborde les armatures du condensateur et en est séparé par un diélectrique fluide de pouvoir inducteur K' , $K' < K$, les pressions électrostatiques se changent en *tractions* (fig. 19).

D'après les résultats que j'ai obtenus ⁽¹⁾ en calculant mon raisonnement sur celui de Pellat ⁽²⁾, à propos du condensateur plan, ces tractions ont pour valeurs respectives sur chacune des faces S et S' du cylindre

$$(1) \quad T_1 = \frac{KH_1^2}{8\pi} \left(\frac{K}{K'} - 1\right),$$

H_1 et H_2 désignant les intensités des champs dans le diélectrique solide, sur les surfaces S et S'.

⁽¹⁾ Journ. de Phys., 1909.

⁽²⁾ Ann. de Phys. et de Chim., t. V, 1895, p. 86.

Mais comme

$$H_1 R_1 = H_2 R_2,$$

il s'ensuit

$$T_1 R_1^2 = T_2 R_2^2.$$

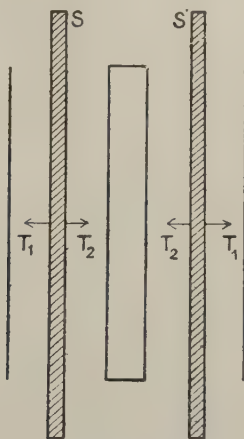


Fig. 19.

L'expression (4) de $\left(\frac{\Delta l}{l}\right)$, où T_2 et T_1 jouent le rôle de p_2 et p_1 , est encore identiquement nulle, il en serait de même pour $K' > K$.

Pour expliquer l'allongement on peut supposer que le diélectrique est soumis à des tensions normales au champ. Ainsi, si l'on admet une existence réelle, objective, aux tensions de Maxwell $\left(\frac{KH^2}{8\pi}\right)$ et que leur action se transmet intégralement à la matière, ces tensions agiront comme des *tractions* mécaniques; leur effet sur un tube de longueur l , dont le module d'Young est E , se traduira par un allongement Δl

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{E} \frac{KH^2}{8\pi}.$$

J'ai comparé les résultats des mesures (cas du contact

Dimensions.				Variations unitaires de longueur :		
Diamètres intérieurs.	Épais- seurs.	Longueurs utiles.	Tempé- ratures.	Durées de charge.	Inverses des modules d'Young.	Pouvoirs inducteurs spécifiques.
cm	cm	cm	°	sec.		
1,45	0,045	40	15	15	/ 1,5.10 ⁻¹²	2,5
1,44	0,051	35	16	15	"	"
<i>Verre ordinaire.</i>						
1,30	0,20	40	24	35-40	8,7.10 ⁻¹²	2,3
<i>Paraffine.</i>						
						8,4.10 ⁻¹¹
						8,0.10 ⁻¹¹

Un deuxième tube, de mêmes dimensions environ, a fourni les mêmes résultats à 10 pour 100 près.

Dimensions				Variations unitaires de longueur :		
Diamètres intérieurs.	Épais- seurs.	Longueurs utiles.	Tempé- ratures.	Durées de charge.	Inverses des modules d'Young.	Pouvoirs inducteurs spécifiques.
cm	cm	cm	°	sec.		
1,40	0,13	35	12	20	3,5.10 ⁻¹¹	3,0
1,42	0,06	35	14	"	4,9.10 ⁻¹¹	"
1,39	0,12	35	18	"	5,8.10 ⁻¹⁰	"
1,45	0,09	35	12	"	4,2.10 ⁻¹¹	"
<i>Ébonite.</i>						
						5,85.10 ⁻¹²
						8,85
						11,4
						8,5
						4,2.10 ⁻¹²
						5,9
						7,0
						5,0

et du non contact) à ceux calculés d'après l'hypothèse de Maxwell, comme je l'ai envisagée.

1° *Les armatures sont en contact avec l'isolant.*

J'ai dressé les tableaux ci-dessus où dans les deux dernières colonnes sont consignées les variations unitaires de longueur calculées et observées.

Les pouvoirs inducteurs des isolants employés dans le calcul des déformations sont : pour la paraffine (2,3), nombre trouvé par MM. L. Malcès et Boltzmann, lequel ne diffère pas sensiblement de celui (2,29) obtenu par MM. Pellat et Sacerdote; pour l'ébonite, la valeur (3), déduite de mes mesures, est très approximativement celle (2,97) trouvée par MM. Pellat et Sacerdote, à 20°; enfin le nombre 2,5, arbitrairement choisi pour le verre, correspond à la relation théorique $K = n^2$, conséquence de la théorie électromagnétique de la lumière.

Ce nombre est d'ailleurs peu différent de celui (2,8) trouvé par M. Blondlot.

Quant aux modules d'élasticité, celui du verre est une valeur approchée de celle obtenue par Amagat; ceux de la paraffine et de l'ébonite ont été déterminés pour des durées de charge mécanique égales aux durées de charge électrique.

2° *Les armatures indépendantes de l'isolant en sont séparées par un milieu diélectrique fluide.*

Paraffine. — Les tubes étaient ceux des expériences dont les résultats sont consignés dans le Tableau ci-dessus. Le calcul des champs, dans l'isolant solide, étant établi comme je l'ai indiqué p. 53, on a

$$\frac{\Delta l}{l} \frac{1}{H^2} = 9,4 \cdot 10^{-11} \text{ (observée).}$$

La même expression calculée d'après les hypothèses

précédentes a pour valeur

$$\frac{\Delta l}{l} \frac{1}{H^2} = 8,4 \cdot 10^{-11} \text{ (calculée).}$$

Ébonite. — Dans le cas de l'ébonite, le fluide intermédiaire entre le solide isolant et les armatures était soit de l'air, soit de l'huile de vaseline. Pour le tube n° 2 les mesures ont donné (p. 55 et 56) :

1° Avec l'air,

$$\left(\frac{\Delta l}{l} \frac{1}{H_1^2} \right) = 6,8 \cdot 10^{-10};$$

2° Avec l'huile de vaseline

$$\left(\frac{\Delta l}{l} \frac{1}{H_2^2} \right) = 7,8 \cdot 10^{-10},$$

tandis que le calcul donne $0,8 \cdot 10^{-10}$, valeur très différente.

En somme pour la paraffine, au degré de précision des mesures, les dilatations observées concordent avec celles déduites des tensions hypothétiques. Quant aux autres isolants, le désaccord est manifeste; si l'isolant fait corps avec les armatures (cas du contact), il est de 35 pour 100 avec l'ébonite, incomparablement plus grand avec le verre.

On pourrait expliquer ces écarts, par une variation du module d'élasticité produite par l'action du champ électrostatique; mais des mesures complémentaires m'ont prouvé que ce paramètre était peu ou point altéré par le champ.

Il serait aussi possible, de la comparaison des dilatations observées à celles déduites de la relation

$$\frac{\Delta l}{l} = \left(\frac{1}{E} + k_1 \right) \frac{KH^2}{8\pi},$$

établie par M. Sacerdote, de conclure à une variation de la constante diélectrique (k_1); il est facile de montrer la part d'incertitude que comporterait une telle conclusion.

En effet, l'allongement dépend du pouvoir inducteur; or, pour des champs statiques dans le cas du verre, d'après les plus récentes déterminations, le nombre K varie énormément. Celui de MM. Curie et Campan ⁽¹⁾ (6,5), pour des durées de charge de 0,05 seconde, diffère beaucoup de celui de M. Beaulard ⁽²⁾ (0,7), pour des durées de 0,0004 seconde; ces nombres sont encore bien supérieurs à (2,8) trouvé par M. Blondlot ⁽³⁾, en employant des champs alternatifs de haute fréquence. Les dilatations calculées sont donc indéterminées. Il y a également indétermination lorsqu'il s'agit de l'ébonite, puisque le pouvoir inducteur de cet isolant varie aussi avec la durée de la charge.

On peut, sans être affirmatif, essayer de rendre compte qualitativement de l'effet supplémentaire constaté, par des causes secondaires. Pour l'ébonite, j'ai été conduit à considérer cette matière comme un agrégat de particules de soufre noyées dans un milieu complexe : caoutchouc libre, caoutchouc transformé intégralement ou partiellement en ébonite; ces divers milieux étant de plus séparés par des bulles d'air :

1° Sous l'action du champ, les constituants de l'ébonite *tendent* à se diriger suivant les lignes de force comme le font, par exemple, des filaments de soie immergés dans un liquide isolant;

2° Il peut s'exercer à la surface des divers milieux (soufre, caoutchouc, ébonite) des *tractions*.

M. Sacerdote ⁽⁴⁾ a établi les formules générales des déformations d'un diélectrique solide entièrement compris entre les armatures indépendantes d'un condensateur-

⁽¹⁾ *Recueil de Constantes physiques* (Société française de Physique).

⁽²⁾ *Ibid.*

⁽³⁾ *Journ. de Phys.*, 2^e série, t. X, 1891.

⁽⁴⁾ *Loc. cit.*

plan, si les épaisseurs de l'isolant et de l'air le séparant des armatures sont toutes les deux petites, les formules se simplifient et donnent des déformations telles que, pour les produire il faut *imaginer* ⁽¹⁾ des *tractions* (q), (Q), par unité de surface respectivement parallèle et normale aux lignes de force (fig. 20).

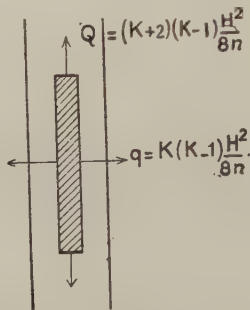


Fig. 20.

Lorsqu'on mesure les dilatations électriques de l'ébonite, les constituants de la matière se trouvent remplir *certaines* des conditions ci-dessus, il peut en résulter des déformations correspondant aux *tractions*. Telle pourrait être une des origines des dilatations anormales observées.

Cette explication conviendrait également au cas du verre si l'on suppose une électrolyse de la matière qui peut modifier sa structure. Cette hypothèse n'est pas invraisemblable : Warburg ⁽²⁾ a en effet constaté une véritable migration d'ions sodium en maintenant chargé un condensateur dont l'isolant était le verre.

Quoi qu'il en soit, il est prudent, si l'on veut obtenir des déformations électriques nettement définies, de s'adresser à des isolants homogènes et dont les éléments ne comporteraient aucun électrolyte.

⁽¹⁾ En supposant les champs égaux dans les 2 milieux.

⁽²⁾ *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884.

III. — DÉFORMATIONS DU CAOUTCHOUC ET DE L'ÉBONITE
 SOUS L'ACTION DES PRESSIONS ÉLECTROSTATIQUES.

J'ai montré que les pressions électrostatiques ne suffisent pas à rendre compte des déformations observées, sur les cavités cylindriques d'ébonite et de caoutchouc.

Mais on peut supposer les déformations non plus proportionnelles à l'induction électrostatique proprement dite, mais proportionnelles, à chaque instant, au *pouvoir inducteur apparent*. Je les ai ainsi calculées en établissant la relation ci-dessous, où il est tenu compte de la variation de pression hydrostatique (Δl) qui provient de la dénivellation dans le capillaire

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{3}{E} \left\{ \frac{KV^2}{8\pi e^2} \left[1 - \frac{R_l^2}{(R_l + e)^2} \right] - \Delta l \left\{ \frac{R_e^2 R_l^2}{r^2} \right\} \right\};$$

d'où explicitant Δl , après l'avoir exprimé en dynes entre crochets, on a

$$\Delta l^{\text{cm}} = \frac{\frac{3}{E} KV^2 \frac{R_e^2}{r^2}}{8\pi e^2 \left[\frac{\pi \varepsilon^2}{U} + \frac{3}{E} \frac{\frac{R_e^2 - R_l^2}{r^2}}{R_e^2 - R_l^2} \times 981 \right]},$$

ε désignant le rayon du capillaire.

APPLICATION. — *Caoutchouc*. — Les constantes contenues dans l'expression de Δl étaient les suivantes :

$R_l = 1^{\text{cm}}, 426$; $R_e = 1^{\text{cm}}, 535$; $e = 0^{\text{cm}}, 109$; longueur utile, 32^{cm} ; $\frac{1}{E}$ après 35 secondes de charge, $3,1.10^{-8}$; K , variable, $\varepsilon = 0^{\text{cm}}, 083$.

Je donne dans le Tableau suivant les résultats pour les différences de potentiel : 4,13 et 8,4 U. E. S.

		Différences de potentiel :			
		4,13 U. E. S.		8,4 U. E. S.	
		Dénivellations : ΔL .		Dénivellations : ΔL .	
En	Constantes	calculées.	observées.	calculées.	observées.
secondes.	apparentes.	mm	mm	mm	mm
5.....	"		0,198		0,70
15.....	3,7	0,247	0,230	1,03	0,87
45.....	3,98	0,262	0,246	1,10	0,96
90.....	4,02	0,269	0,258	1,11	1,05
120.....	4,035	0,270	0,262	1,13	1,08

Les dénivellations calculées sont toujours inférieures à celles observées; les différences sont maxima au début de la charge, elles s'atténuent constamment jusqu'à la 120^e seconde, époque à laquelle la charge du condensateur a pris fin pratiquement.

Ces retards trouvent leur explication dans les propriétés élastiques du caoutchouc; cette substance n'atteint pas, en effet, sa forme limite instantanément, pour chaque valeur de la variable mécanique (*réactivité*), même pour de très petites déformations, comme cela a été démontré par les expériences antérieures.

Avec la paraffine, tout se passe comme si le cylindre isolant était soumis à une *tension mécanique*, équivalente aux *tensions* de Maxwell. Ces *tensions* agissent évidemment dans le cas du caoutchouc, mais leur effet ne doit produire aucune variation de volume de la cavité, à cause de la valeur particulière 0,5 du coefficient de Poisson.

En définitive, pour cette matière, l'action des pressions électrostatiques est seule agissante; ce résultat est d'ailleurs justifié par le calcul.

PRÉCISION DES MESURES. — La différence de potentiel, le *pouvoir inducteur apparent* final et le module d'élasticité étaient déterminés à 1 pour 100 près; l'épaisseur du manchon élastique, mesurée d'abord au microscope, puis

par des pesées hydrostatiques différerait, dans ces deux cas, de 1 à 1,5 pour 100. En ne faisant pas intervenir les erreurs commises sur les rayons et la longueur du tube, et sur le diamètre du capillaire, erreurs plus petites, il s'ensuit pour Δl une erreur maxima de 6 à 7 pour 100, ce qui ne permet pas de compter sur une approximation, sans doute toute fortuite, de 3 à 4 pour 100, écart entre les dénivellations calculées et observées.

Cas de l'ébonite. — Des variations de volume intérieur dues aux pressions électrostatiques on a déduit (p. 74), comme dénivellation,

$$(\Delta l)_{\text{calc}} = 4,67 \cdot 10^{-3},$$

valeur 4 fois plus petite, environ, que celle observée.

Si l'on reprend le même calcul en se servant du *pouvoir inducteur apparent*, on trouve des valeurs plus en rapport avec celles fournies par l'expérience, comme le montre le Tableau ci-après :

Temps en secondes.	Pouvoirs inducteurs apparents.	Dénivellations (en cm)	
		calculées.	observées.
25.....	12	$1,77 \cdot 10^{-2}$	$1,95 \cdot 10^{-2}$
40.....	?	?	2,13
60.....	14,5	2,13	2,24
85.....	15	"	"

La dilatation transversale donnerait, d'après les résultats acquis sur l'ébonite, un supplément de dénivellation qui, pour 25 secondes de charge, serait

$$\Delta l = 0,109 \cdot 10^{-2} \text{ cm};$$

d'où, pour effet total, $\Delta l = 1,88 \cdot 10^{-2}$ cm, valeur peu différente de celle observée $1,95 \cdot 10^{-2}$.

Ainsi, la déformation des cavités serait produite, à la fois, par les pressions électrostatiques et l'*effet transversal*.

IV. — DÉFORMATION DE LA SURFACE LIBRE
D'UNE NAPPE LIQUIDE ISOLANTE

Cherchons la force F agissant à la surface de séparation de l'air et de l'isolant liquide, dans le cas de mes expériences.

D'après l'hypothèse de Maxwell l'éther, le diélectrique par excellence, se contracte dans la direction du champ avec une force $F = \frac{KH^2}{8\pi}$.

Pour déterminer F , adoptons cette hypothèse : Soient H et H' les intensités des champs dans l'air et dans le liquide. Les éléments de volume situés de part et d'autre de la surface limite des deux milieux tendent à se contracter avec des forces $\frac{H^2}{8\pi}$ et $\frac{KH'^2}{8\pi}$ (K étant le pouvoir inducteur du liquide), dirigées la première vers l'air, l'autre en sens contraire; leur résultante $\left(\frac{H^2}{8\pi} - \frac{KH'^2}{8\pi}\right)$, est une *tension* F , dirigée vers l'air; elle a pour effet de *soulever* le liquide.

Comme le flux se conserve, $H = KH'$, il en résulte pour une différence de potentiel V , établie entre les armatures du condensateur distantes de d^{cm} , et pour une épaisseur du liquide égale à e

$$(1) \quad F = \frac{K(K-1)}{8\pi} H^2 = \frac{V^2}{8\pi} \times \frac{K(K-1)}{[e + K(d-e)]^2}$$

par unité de surface.

La *tension* F est équilibrée par la pression hydrostatique du liquide représentée par les différences de niveau dans la cuve et dans le tube latéral.

En désignant par ϵ la hauteur très petite du cylindre liquide *soulevé*, par h la dénivellation correspondante dans le tube latéral, par δ la masse spécifique du liquide et

par g l'intensité de la pesanteur, on a comme relation traduisant l'équilibre

$$(2) \quad F = (\varepsilon + h) g \delta.$$

Si l'on représente par S et s les sections respectives de la cuve et du tube latéral, on a

$$(3) \quad S\varepsilon = sh.$$

De (1), (2) et (3), on déduit successivement

$$F = h \left(1 + \frac{s}{S} \right) g \delta = \frac{V^2}{8\pi} \frac{K(K-1)}{[e + K(d-e)]^2};$$

d'où

$$(4) \quad h = \frac{V^2}{8\pi \left(1 + \frac{s}{S} \right) g \delta} \times \frac{(K-1)K}{[e + K(d-e)]^2}.$$

Correction à apporter à la formule théorique. — Dans l'établissement de la relation ci-dessus, j'ai supposé comme liquide soulevé : un cylindre compris entre les surfaces initiale ab , et terminale $a'b'$ (1, fig. 21); en réalité

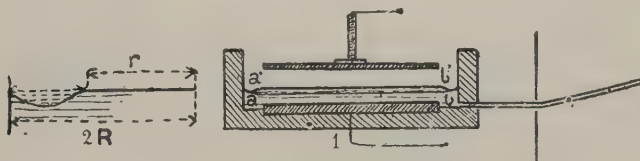


Fig. 21.

ce volume est emprunté partiellement à la portion doublement hachurée sur la figure 2, 21. Dans ces conditions on a

$$S\varepsilon = (s + s')h,$$

où s' représente la différence entre la surface du fond de la cuve et celle du plateau supérieur du condensateur.

La hauteur h , ou dénivellation corrigée, devient

$$(4') \quad h = \frac{K(K-1)}{8\pi \left(1 + \frac{s'+s}{S} \right) g d} \times \frac{V^2}{[e + K(d-e)]^2}.$$

APPLICATIONS. — Si la relation (4') permet le calcul de h ; inversement, d'après la détermination expérimentale de h , on peut se proposer de calculer le pouvoir inducteur *vrai* ou *apparent*.

1° *Pouvoir inducteur vrai*. — Le prolongement des courbes représentatives des dénivellations (fig. 16), jusqu'à l'axe des ordonnées m'a fourni une valeur approchée de la dépression instantanée.

Par application de la relation (4'), en tenant compte des circonstances expérimentales particulières à chaque milieu, on obtient les nombres ci-dessous comparés à ceux fournis par les mesures électrométriques.

Nature des isolants liquides	Pouvoirs inducteurs vrais	
	déduits de l'action électrostatique.	obtenus par les mesures électrométriques.
Huile de vaseline.....	1,91	1,96
Éther de pétrole.....	1,97	2,05
Benzine.....	2,18	2,24

La concordance des résultats est aussi bonne qu'on pouvait l'espérer.

2° *Pouvoirs inducteurs apparents de l'huile de vaseline*.

— Les valeurs *apparentes* de K peuvent se déduire des dépressions, en utilisant encore la relation (4').

J'ai comparé ci-après les valeurs ainsi calculées à celles obtenues par la méthode directe, pour des temps déterminés :

Pouvoirs inducteurs apparents déduits

Temps en secondes.	de l'action électrostatique.	des variations de capacité.
10.....	2,11	»
25.....	2,40	»
30.....	»	2,50
40.....	2,61	»
45.....	»	2,69
60.....	2,75	2,76
120.....	»	3,87
230.....	5,10	»
240.....	»	5,57
380.....	8,10	»
390.....	»	8,70

Ainsi, dans les limites des expériences, la cause de la variation de l'action électrostatique est probablement la même que celle qui provoque les variations du pouvoir inducteur, à travers le milieu isolant. Il doit en être vraisemblablement de même des deux autres liquides isolants, pour lesquels j'ai observé des actions variables avec le temps, et d'une façon générale pour tous les liquides qui ne sont pas des diélectriques parfaits.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

Les physiciens, dans leurs recherches sur les déformations électriques des isolants solides, avaient limité leur étude au cas du verre; ils avaient abordé le problème expérimental par deux voies différentes : 1^o mesure de l'effet *transversal*; 2^o mesure des variations de volume, de cavités cylindriques ou sphériques.

Dans ce dernier cas les résultats sont contradictoires : tandis que M. Cantone observe des dilatations supérieures aux déformations calculées comme résultant des pressions électrostatiques, MM. Wulner et Wien obtiennent un résultat opposé.

L'étude des dilatations, dans le sens normal aux lignes de force (cas du contact), conduit les expérimentateurs à énoncer des lois différentes : loi de l'inverse de l'épaisseur (Righi), loi de l'inverse du carré (Quincke, Cantone). Les valeurs numériques des dilatations rapportées à un champ unité différant énormément avec les auteurs, il y avait lieu de rechercher jusqu'à quel point le phénomène était défini, en opérant sur un isolant se rapprochant le plus du diélectrique parfait.

Les expériences relatives au cas où les armatures sont séparées de l'isolant solide par un milieu fluide diélectrique (More, Ercolini) n'ont donné aucun résultat. Il était intéressant de reprendre ces expériences, mais en choisissant une matière plus facilement déformable.

M. More étudiant le phénomène de la déformation dans le sens des lignes de force aboutit à un résultat négatif.

Dans le présent travail, j'ai établi les points principaux suivants :

A. 1^o Lorsque les isolants sont en contact avec les armatures (condensateur cylindrique), j'ai étudié les dilatations électriques du verre, de la paraffine et de l'ébonite; j'ai pu interpréter les déformations observées sur la paraffine, par la considération de *tractions mécaniques* égales aux *tensions* hypothétiques de Maxwell.

Pour les autres isolants, en adoptant la même hypothèse, les effets calculés et observés ne concordent pas. J'ai montré que la déformation supplémentaire peut tenir partiellement, au moins pour l'ébonite, à la structure hétérogène de ce milieu, sans exclure une déformation corrélative d'une variation de la constante diélectrique sous l'action du champ. D'ailleurs les pouvoirs inducteurs de ces isolants sont mal définis; dès lors, les conclusions tirées de leurs déformations électriques sont sujettes à caution.

2^o En faisant varier, par le recuit, le module d'élasticité de l'ébonite j'ai vérifié sur cet isolant la proportion-

nalité entre les dilatations électriques et les inverses des modules d'Young.

3° Si l'on sépare les armatures du condensateur de l'isolant solide par un diélectrique fluide, il y'a encore dilatation électrique de l'ébonite et de la paraffine; pour celle-ci la déformation s'explique aussi entièrement par des *tractions mécaniques* égales aux *tensions* de Maxwell. Quant à l'ébonite sa dilatation est supérieure à celle calculée en invoquant les mêmes *tensions*; les effets calculés et observés diffèrent surtout, dans de très fortes proportions, lorsque le solide isolant est entièrement libre.

4° En observant les déformations du caoutchouc, dans la direction du champ, j'ai pu mettre en évidence, indépendamment de l'effet dû aux pressions électrostatiques, une contraction de cette matière.

B. 1° Les recherches sur les variations de volume d'un cylindre de caoutchouc ont nécessité l'étude systématique des déformations mécaniques de cette substance. Dans ce but, j'ai imaginé un dispositif simple me permettant d'établir, pour des déformations mécaniques de l'ordre de grandeur des déformations électriques, que les déformations mécaniques croissent proportionnellement aux charges; mais dans ces conditions le caoutchouc présente encore une forte *réactivité*.

2° J'ai montré que, sous l'influence d'un champ électrostatique, le volume de la matière isolante (disque de caoutchouc), est invariable.

3° Grâce à l'emploi de la dynamo à haut voltage, en tenant compte de la *réactivité* de la matière, j'ai pu vérifier avec une assez bonne approximation la loi de proportionnalité entre les déformations et les carrés des différences de potentiel, en opérant sur l'ébonite et le caoutchouc.

4° Les variations de volume intérieur d'un cylindre de caoutchouc s'accordent avec l'idée de pressions électrostatiques fonction du temps, lesquelles s'interprètent

par l'accroissement du pouvoir inducteur spécifique.

Il y a accord entre les déformations observées sur des cavités cylindriques réalisées avec de l'ébonite et celles calculées en fonction de ce pouvoir inducteur apparent, à condition de faire intervenir l'*effet transversal*.

C. En étudiant l'action des *tensions* s'exerçant sur une nappe liquide, dans le sens des lignes de force, j'ai montré :

1^o Si le milieu interposé est un liquide conducteur, (eau, mercure), l'équilibre entre les actions électrostatiques et la dépression du liquide soulevé est instantané.

2^o Pour les liquides isolants, l'équilibre n'a pas été atteint.

Dans ce cas, les courbes représentatives des variations de l'action électrostatique prolongées jusqu'à l'axe des ordonnées m'ont fourni une valeur approchée de l'effet instantané; cet effet est sensiblement égal à celui calculé d'après les équations du champ, en prenant comme pouvoirs inducteurs les valeurs obtenues par la méthode électrométrique.

3^o En remplaçant dans l'expression résultant de l'action du champ les pouvoirs inducteurs vrais, par les pouvoirs inducteurs *apparents*, j'ai établi une concordance satisfaisante entre les effets lents calculés et observés; cette concordance est suffisante, comme dans le cas du cylindre de caoutchouc, pour permettre de conclure que les variations de capacité et les accroissements lents des déformations ont vraisemblablement la même cause.

Vu et approuvé :

Paris, le 7 février 1919.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,
PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 7 février 1919.

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. POINCARÉ.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE (ORDRE CHRONOLOGIQUE).

FONTANA, *Lettere inedite di Alessandro Volta*. Pesaro, 1834 (*Lettera di Alessandro Volta diretta al prof. Landriani, il 27 gennaio 1776*).

FARADAY, *Experimental Researches in Electricity*, 1839.

VOLPICELLI, *Archives des Sciences physiques et naturelles*, nouvelle série, t. XXXII, 1862, p. 318.

GOVI, *Sur un nouveau phénomène d'électricité statique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. LXXXVII, 1878, p. 829, 857; *Il nuovo Cimento*, t. XXI-XXII; 1865-1866; *Atti della R. Acad. delle Scienze di Torino*, Torino, vol. I, p. 206-217-230).

CLERK MAXWELL, *Traité d'Electricité et de Magnétisme*; traduction de G. Séligmann-Lui.

DUTER, *Sur un phénomène nouveau d'Electricité statique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. LXXXVII, 1878, p. 828, 960, 1036; t. LXXXVIII, 1879, p. 1260; *Journal de Physique*, 1^{re} série, t. VIII, 1879, p. 82).

MOUTIER, *Sur le volume des corps électrisés* (*Bulletin de la Société philomathique de Paris*, 7^e série, t. IV, 1879-1880, p. 182).

KORTEWEG, *Note à propos du phénomène observé par Duter* (*C. R. Acad. Sc.*, t. LXXXVIII, 1879, p. 338).

Ueber Veränderung der Form und des Volumens dielectrischer Körper unter Einwirkung electrischer Kräfte (*Wied. Ann.*, Band IX, 1880, p. 48).

RIGHI, *Sulla dilatazione dei coibenti armati per effeta della carica*. Bologna, 1879 (*Mém. di Bologna*, t. X, 1879, p. 407). — *Extrait : Sur la dilatation du verre des condensateurs pendant la charge* (*C. R. Acad. Sc.*, t. LXXXVIII, 1879, p. 1262). — *Analyse : Journal de Physique*, 1^{re} série, t. IX, p. 204.

BOUTY, *Cours de Physique*, 4^e édition, t. IV, 1^{re} Partie, p. 239.

BOLTZMANN, *Wien. Ber.*, t. LXXXII, 1880, p. 826 et 1157. — *Wien Anz.*, t. XXIII, 1880, p. 211.

QUINCKE, *Ueber electrische Ausdehnung* (*Wied. Ann.*, folge II, t. X, 1880, p. 161-202, 317-414, 513-520; t. XIX, 1883, p. 545-588). — *On electrical expansion* (*Phil. Mag.*, 5^e série, t. X, 1880, p. 30-39).

— *Berichte der Königl. (Academic des Wissenschaften, Berlin, 19 février 1880, 5 avril 1883).*

RÖNTGEN, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 771-786.

KORTEWEG et JULIUS, *Wied. Ann.*, t. XII, 1881, p. 647-654.

LORBERG, *Ueber Elektrostriction* (*Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 300).

KIRCHHOFF, *Ueber die Formänderung die ein fester elastischer Körper erfährt wenn er magnetische oder dielektrisch polarisirt wird* (*Wied. Ann.*, t. XXIV, 1885, p. 52); *Sitzungsberichte der Ber. Akad. d. Wiss.*, t. I, 1884, p. 137; *G. Kirchhoff's Abhandlungen Nachtrag*, p. 91; analysé au *Journal de Physique*, 2^e série, t. V, 1886.

VASCHY, *Sur la nature des actions électriques dans un milieu isolant* (*C. R. Acad. Sc.*, t. CIII, 1886, p. 1186; t. CIV, 1887, p. 51; *Traité d'Electricité et de Magnétisme*, t. I, 1890, p. 106, 107, 119; *Théorie de l'Electricité*, p. 71).

MICHEE CANTONE, *Ricerche intorno alle deformazione de condensatori* (*Rendiconti della R. Acad. dei Lincei*, 4^e série, vol. IV, 1888, p. 344-353, 471-477; *Il nuovo Cimento*, 5^e série, t. VII, 1904, p. 126).

DUHEM, *Le potentiel thermodynamique* (édition 1886 et 1895), p. 210-220; *Leçons sur l'Electricité et le Magnétisme*, t. II, Livre XII, p. 405-447.

CURIE, *Sur les déformations électriques des diélectriques* (*Lumière électrique*, t. XXX, 1888, p. 423).

LIPPMANN, *Principe de la conservation de l'Electricité* (*Ann. de Phys. et de Chim.*, 5^e série, t. XXIV, 1881, p. 159).

H. POINCARÉ, *Electricité et Optique*, t. I, p. 88; *Sur l'équilibre des diélectriques dans un champ électrique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. CXII, 1891, p. 555).

H. POCKELS, *Ueber die durch, electrische und magnetische Polarisation hervorgehenen Volum-und Formänderungen* (*Grüner's Archiv.*, 2^e série, t. XII, 1893, p. 57-95. *Annalyse : Beiblätter*, t. XVII, 1893, p. 766; *Encyklopädie d. mathem. Wissenschaften*, Band. V, Abt. 16, Leipzig, 1917).

WIEDMANN, *Die Lehre von electricität*, t. II, p. 104-125.

PELLAT, *Ann. de Phys. et de Chim.*, 7^e série, t. IV, 1895; *Journal de Phys.*, 3^e série, t. V, p. 525.

DESSAU, *Sul compartamento di un coibente sottoposto ad una trazione meccanica* (*Atti della Reale Acad. dei Lincei*, 5^e série, vol. III, 1894, p. 488-494).

O.-M. CORBINO, *Sulla variazione della costante dielettrica per la trazione del coibente* (*Rivista scientifica e industriale*, 29^e année, n^{os} 8-9, septembre 1897, p. 242-243; *Variazione della costante die-*

lettrica del vetro per la trazione (*Rendi conti della R. Acc. dei Lincei*, vol. VIII, 2^e semestre, 1899); *Sulla variazione della costante dielettrica del caoutchouc* (*Nuovo Cim.*, 1902).

ERCOLINI, *Variazione della costante dielettrica del vetro per la trazione meccanica* (*Rendiconti della R. Accad. dei Lincei*, 5^e série, vol. VII, 1898, p. 172-177, 183-189; *Il Nuovo Cim.*, 4^e série, t. VIII, 1898); *L'electrostrizione del vetro* (*Il Nuovo Cim.*, t. II, juillet 1901); *Influenza della durata di carica sulla deformazione dei condensatori* (*Il Nuovo Cim.*, 5^e série, t. III, 1902, p. 553); *L'electrostrizione del caoutchouc* (*Il Nuovo Cim.*, t. X, 1905, p. 185).

UGO PARICCHI, *Sulle variazioni del potere induttore specifico nei coibenti armati* (*Il Nuovo Cim.*, 4^e série, t. VIII, 1898, p. 89).

O.-M. CORBINO et CANNIZO, *Sulla variazioni della costante dielettrica del caoutchouc per la trazione* (*Il nuovo Cim.*, 4^e série, t. VIII, 1898).

SACERDOTE ⁽¹⁾, *Recherches théoriques sur les déformations électriques des diélectriques isotropes* (*Thèse math.*, Paris; 1899; *Ann. de Phys. et de Chim.*, 7^e série, t. XX, p. 289-377); *Déformation d'un solide isotrope* (*Journ. de Phys.*, 1901).

M. CANTONE et SOZZANI (*R. C. del R. Istituto Lombardo*, 2^e série, vol. XXIII, 1900; *Il nuovo Cim.*, 4^e série, t. XII, 1900, p. 155); *Nuovo ricerche intorno alla deformazione dei condensatori* (*Elettricità*, Roma, t. X, 1901, p. 73-79); *Observazione intorno ad un precedente lavoro sulla deformazione dei condensatori* (*Milano, Rend. Ist. Lomb.*, 2^e série, 1901, p. 34); *Déformation des condensateurs* (*Journ. de Phys.*, 1901).

L.-T. MORE, *On the supposed elongation of a dielectric in an electrostatic field* (*Phil. Mag.*, t. L, 5^e série, 1900, p. 198); *On dielectric strain* (*Phil. Mag.*, t. II, 6^e série, 1901, p. 527); *On electrostriction* (*Phil. Mag.*, t. VI, 6^e série, 1903, p. 1); *On the dielectric strain along the lines of force* (*Phil. Mag.*, t. X, 6^e série, 1905, p. 676; 6^e série, t. XII, 1906, p. 268; *Journ. de Phys.*, 1901, p. 72, 200).

J.-S. SHEARER, *Some experiments on the behavior of dielectrics where subjected to high potentiels* (*Physic. Rev.*, 1902).

A. WULNER et M. WIEN, *Über die Elektrostriction des Glases* (*Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 1217); *Ueber die Aenderung der dielektrizitätskonstante des glases mit dem Druck* (*Ann. der Phys.*, t. XI, 1903, p. 619).

(1) La plupart de ces renseignements bibliographiques ont été empruntés : *Thèse math.*, Paris; 1899 (Sacerdote).

FORTIN, *Tension superficielle d'un diélectrique dans un champ électrique* (C. R. Acad. Sc., t. CXL, 1905, p. 577).

FLOQUET, *Comparaison des différents procédés de mesures de la constante diélectrique* (C. R. Acad. Sc., t. CLI, 1910, p. 545).

L. SCHILLER, *Die Äüdenung der Dielektrizitätskonstante des Kaoutschuks bei zug sen krecht zu den Kraftlinien* (Ann. der Phys., t. XXXV, 1911, p. 931-982).

E.-P. ADAMS, *On electrostriction* (Phil. Mag., t. XXII, 6^e série, 1911, p. 889).

E.-P. ADAMS et C.-W. HEAPS, *Charges in the dielectric produced by strain* (Phil. Mag., 6^e série, t. XXIV, 1912, p. 507).

A. LEDUC, *Application du principe de Lenz aux phénomènes qui accompagnent la charge des condensateurs et aux phénomènes de magnétostriction* (Ann. de Phys. et de Chim., 8^e série, t. XXVII, 1913, p. 392; C. R. Acad. Sc., 1911, p. 313).



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Les solutions solides.

Vu et approuvé :

Paris, le 7 février 1919.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL APPELL.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 7 février 1919

LE VICE-RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

L. POINCARÉ.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS ET C^{ie}

60110 Quai des Grands-Augustins, 55
